

Adam Muth

**Feldeffektmessungen
an Bleitellurid-Aufdampfschichten bei
Temperaturen des flüssigen Stickstoffes**

Frankfurt am Main 1964

FELDEFFEKTMESSUNGEN
AN BLEITELLURID-AUFDAMPFSCHICHTEN
BEI TEMPERATUREN DES FLÜSSIGEN STICKSTOFFES

Inaugural - Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
JOHANN WOLFGANG GOETHE - UNIVERSITÄT
zu Frankfurt am Main

Vorgelegt von
A d a m M u t n
aus Babenhausen (Hessen)

1964

Erster Gutachter : Prof. Dr. H. A. MÜSER
Zweiter Gutachter : Prof. Dr. W. MARTIENSSEN

Tag der mündlichen Prüfung : 26. November 1964.



Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	4
2. Beschreibung der Meßapparatur	5
3. Herstellung der Bleitellurid-Aufdampfschichten	9
4. Meßmethode	10
5. Meßergebnisse	11
5.1 Normaler Feldeffekt	11
5.1.1 Unoxydierte Schichten	11
5.1.2 Oxydierte Schichten	16
5.2 Die langzeitigen Änderungen des normalen Feldeffektes	18
5.2.1 Die Feldeffektnachwirkung	18
5.2.2 Die Relaxationseffekte	23
5.3 Der anomale Feldeffekt	26
5.4 Tabelle	31
6. Diskussion der Meßergebnisse	32
6.1 Normaler Feldeffekt	32
6.1.1 Unoxydierte Schichten	33
6.1.2 Oxydierte Schichten	36
6.2 Die langzeitigen Änderungen des normalen Feldeffektes	36
6.2.1 Die Feldeffektnachwirkung	36
6.2.2 Die Relaxationseffekte	40
6.3 Der anomale Feldeffekt	42
7. Zusammenfassung	44
8. Literaturverzeichnis	48

1. EINLEITUNG

=====

Bleitellurid-Aufdampfschichten sind als Strahlungsempfänger für das nahe Ultrarot bekannt und haben deshalb für die Anwendung Bedeutung erlangt ^{1,2,5}. Zahlreiche Untersuchungen an Einkristallen und Aufdampfschichten wurden bisher durchgeführt. Die charakteristischen Halbleitergrößen (Beweglichkeit, Bandabstand usw.) sind bis in die jüngste Zeit Gegenstand der Diskussion gewesen. Für den Bandabstand bei Schichten haben verschiedene Autoren ^{3,4} einen Wert von 0,60 eV bis 0,62 eV mitgeteilt, andere ⁶ dagegen haben 0,29 eV gemessen bzw. 0,3 eV angegeben ²². Die an Kristallen in neuerer Zeit durchgeführten Messungen ^{5,7,13} ergaben für den direkten Übergang 0,32 eV, für den indirekten Übergang 0,29 eV. Diese letztgenannten Werte scheinen sich als Bandabstand durchzusetzen. Folgt man dieser Tendenz, so bleiben weiterhin die oben angegebenen höheren Werte für Schichten ungeklärt. Ebenso ungeklärt wäre dann das Maximum der Photoempfindlichkeit von Aufdampfschichten bei 1500 nm, das einem optischen Band-Band-Übergang zugeschrieben wurde ³ und die ebenfalls an Schichten gemessene Absorptionskante zwischen 550 nm und 1500 nm, die man als Grundgitterabsorption gedeutet hat ⁸. Auch die in dieser Arbeit untersuchten Schichten zeigen eine charakteristische Absorptionskante zwischen 700 nm und 2000 nm (Abbildung 1). Die angegebenen Werte wurden bei Zimmertemperatur gemessen. Bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffes liegen die Meßwerte etwas höher (1 % bei 700 nm und 10 % bei 2000 nm für Schicht Nr. 9).

Schon 1954 hat S m i t h ⁹ in einem zusammenfassenden Artikel über die PbS-Gruppe darauf hingewiesen, daß für die Eigenschaften von Bleitelluridschichten die Oberfläche eine wesentliche Rolle spielen muß. Eine instruktive Methode für die Untersuchung der Halbleiteroberfläche ist der von S h o c k l e y und P e a r s o n ^{10,11} berichtete Feldeffekt an Germanium. Bei Feldeffektmessungen wünscht man, daß das Verhältnis von influenzierter zur bereits auf dem Halbleiter vorhandener beweglicher Ladung möglichst groß ist. Diese Forderung wird durch das günstige Verhältnis von Oberflächengröße zu Volumengröße bei Schichten sehr gut erfüllt. Ungünstig ist bei Schichten die größere Zahl von Störungen im Gitteraufbau, die als Haftstellen für die influenzierte

Ladung wirken können und damit die Modulation der Leitfähigkeit verringern.

In der Literatur sind Feldeffektmessungen an Bleitellurid-Aufdampfschichten bisher nicht bekannt geworden. Schönher¹² hat mit der "Sandwichmethode" einen Feldeffekt an der freien Oberfläche oxydierter Bleitellurid-Aufdampfschichten in Luft erhalten. In der hier vorgelegten Arbeit wird mit der "Kondensatormethode", die im folgenden Abschnitt näher erläutert wird, der Feldeffekt an unoxydierten und oxydierten Bleitellurid-Aufdampfschichten im Vakuum bei 84°K untersucht. Wesentlich für die Erscheinungsform des Feldeffektes sind die Oberflächenzustände, bei denen man langsame und schnelle unterscheidet. Diese Unterscheidung erfolgt nach den Zeiten, mit denen solche Oberflächenzustände Elektronen oder Löcher einfangen können. Die Ergebnisse werden durch die Angabe der Leitwertsänderung pro Flächenquadrat ΔG und der Feldeffektbeweglichkeit μ_F quantitativ beschrieben. Darüber hinaus gestatten sie eine Aussage zur Diskussion des Bandabstandes, der Photoempfindlichkeit und zu den Wachstumsbedingungen bei der Herstellung solcher Schichten.

2. BESCHREIBUNG DER MESSAPPARATUR

Die Schichten wurden in einem Kryostaten⁺ hergestellt und untersucht. Um saubere Arbeitsbedingungen zu erhalten, wurde mit einem möglichst guten Vakuum gearbeitet. Deshalb ist unmittelbar an den Boden des Kryostaten eine Öldiffusionspumpe DO 121 mit Baffle der Firma Leybold, Köln, angesetzt. In dieser Anordnung beträgt deren Saugleistung 90 l/sek. Das Vakuum wurde mit einem Ionisationsvakuummeter VM-12 der Firma Heraeus, Hanau, gemessen und war besser als 10^{-7} Torr.

Der verwendete Kryostat ist von Dreybrodt⁶ näher beschrieben worden. Es handelt sich dabei um eine Konstruktion üblicher Bauart, die es gestattet, die Schicht auf 84°K abzukühlen.

⁺ Der Kryostat wurde von Herrn Diplomphysiker W. Dreybrodt gebaut und für diese Untersuchungen in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt.

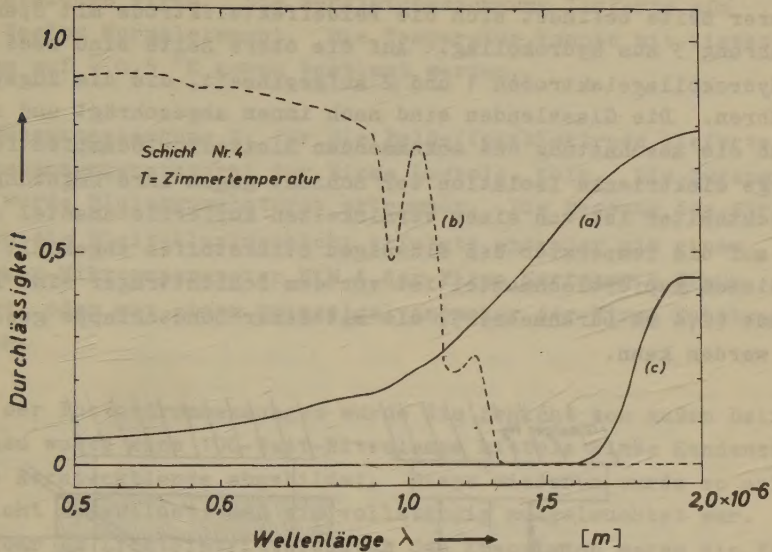


Abb. 1. Durchlässigkeit verschiedener Materialien in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ . (a) aufgedampfte PbTe-Schicht in Luft, gemessen gegen Glimmer, (b) 10 mm dickes H_2O -Filter, gemessen gegen Luft, (c) 1 mm dicke Germaniumscheibe, poliert und geätzt, gemessen gegen Luft.

Durch ein Glasfenster kann die Schicht von außen belichtet werden; ein weiteres Fenster macht die visuelle Beobachtung der Vorgänge im Inneren des Kryostaten möglich.

Unmittelbar an den Kryostaten ist eine Gasschleuse aus Glas angeflanscht. Durch diese kann der Kryostat belüftet werden. Sie dient außerdem beim Oxydieren der Schicht als Sauerstoffeinlaß. Eine mit Silikagelperlen gefüllte Trockenfalle und eine dahintergeschaltete Kühlfalle sorgen für die Trocknung und Reinigung der eingeschleusten Gase. Der Schichthalter im Kryostaten mußte für die Feldeffektmessungen umgebaut werden (Abbildung 2). Die Kühlung erfolgt über einen Kupferklotz, der durch guten Wärmekontakt unmittelbar an das Vorratsgefäß für den flüssigen Stickstoff angekoppelt ist. Der Kupferklotz hat eine Aussparung mit eingepaßtem Keramiköfchen. Auf den Kupferklotz werden durch zwei Glasblenden zwei übereinander gelegte Glimmerplättchen aufgedrückt. Das obere

bestimmt worden. Als Nullinstrument diente ein Spiegelgalvanometer der gleichen Firma. Die Vergleichsspannung lieferte ein intern. Weston Normalelement. Die Temperatur konnte mit dieser Anordnung auf $\pm 0,5^\circ\text{K}$ genau bestimmt werden.

Die Kondensatorspannung V_F für die Feldeffektelektrode lieferte ein Hochspannungsnetzgerät der Firma Leybold, Köln. Die Zugspannung V_Z wurde Bleiakkumulatoren entnommen. Die Messung des Stromes durch die Bleitelluridschicht erfolgte entweder mit einem Lichtmarken-Mikroamperemeter HLM 4 der Firma Hartmann & Braun, Frankfurt, oder mit einem Spiegelgalvanometer der Firma Ruhstrat, Göttingen.

Während der Photostrommessungen wurde die Schicht von außen belichtet. Dazu wurde eine 100-Watt-Nitralampe mittels eines Kondensors auf eine Rechteckblende abgebildet. Diese wiederum wurde so auf die Schicht abgebildet, daß sie vollständig ausgeleuchtet war. Unmittelbar am Lichteintrittsfenster des Kryostaten waren die Filter angebracht, die den gewünschten Spektralbereich aussonderten. Es wurde in drei Spektralbereichen belichtet:

1. $\lambda \approx 1600 - 4500 \text{ nm}$
2. $\lambda \approx 1500 \text{ nm}$
3. $\lambda < 1300 \text{ nm}$

Als Filter dienten eine Germaniumscheibe von 1 mm Dicke für den Spektralbereich oberhalb 1600 nm, ein 10 mm dickes Wasserfilter¹⁴ für den Spektralbereich unterhalb 1300 nm und ein Infrarot-Bandfilter der Firma Schott & Gen., Mainz, dessen maximale Durchlässigkeit von 42 % bei 1509 nm liegt, mit einer Halbwertsbreite von 78 nm. Die spektralen Durchlässigkeiten des Germanium- und Wasserfilters sind in der Abbildung 1 angegeben. Die Durchlässigkeit des Lichteintrittsfensters am Kryostaten beträgt zwischen 360 nm und 2700 nm mehr als 80 %, die langwellige Durchlässigkeitsgrenze liegt bei 4500 nm⁺.

⁺
Für die Messung dieser Durchlässigkeiten mit dem Perkin-Elmer Spektrophotometer 350 danke ich Herrn cand.phys. E. Krätzig.

3. HERSTELLUNG DER BLEITELLURID-AUFDAMPFSCHICHTEN

=====

Da die Schichteigenschaften wesentlich von den Herstellungsbedingungen abhängen, sollen diese etwas ausführlicher beschrieben werden. Als Schichtträgermaterial dient klarer Glimmer, der in destilliertem Wasser zu Plättchen der Dicke 30×10^{-6} m gespalten wurde. Der Glimmer wurde vor der Montage auf den Schichthalter mit einem modernen Flüssigwaschmittel der Firma Rei, Koblenz, gereinigt; dann wurden die Hydrokollag-Elektroden auf diesen Glimmer aufgepinselt. Als Aufdampfmaterial wurde p-leitendes, polykristallines Bleitellurid verwandt. Es ist in Stabform ($3 \times 0,6$ cm) von der Firma L. Light and Co. Ltd., London, bezogen worden und besitzt nach Angabe des Herstellers einen Reinheitsgrad von 99,999 %. Aufgedampft wurde von einem Schiffchen aus Wolframblech, das in etwa 5 cm Entfernung vom Schichtträger angebracht ist. Das in einem Porzellanmörser zu kleinen Körnern (etwa 0,3 mm bis 0,5 mm stark) gestoßene PbTe befand sich oberhalb des Schiffchens in einem Vorratsgefäß und konnte von dort im Vakuum auf das Schiffchen gebracht werden. Nachdem ein Vakuum von 10^{-7} Torr erreicht war, wurde zunächst die Isolationsfestigkeit des Glimmers geprüft. Dabei durfte bei einem elektrischen Feld von 10^6 V/cm zwischen der Feldeffektelektrode und den Zugspannungskontakten aus Hydrokollag an einem Strommessinstrument mit der Empfindlichkeit 10^{-8} A/mm kein Ausschlag feststellbar sein (Abbildung 3).

Es hatte sich gezeigt, daß durch die Glühkathode der Meßröhre des Ionisationsvakuummeters Ionen gebildet werden, die die Bleitelluridschicht beeinflussen. Deshalb wurde in diesem Stadium des Aufdampfungsprozesses die Meßröhre abgeschaltet und blieb es auch während der anschließenden Messungen. Das Vakuum wurde nach dem Aufdampfen durch die Leitfähigkeit der Bleitelluridschicht selbst gemessen, die auf jede Änderung der Umgebung sehr empfindlich reagierte. Bei geschlossener Schutzklappe (siehe Abschnitt 2) wurde anschließend der Glimmer mit dem Keramiköfchen bis auf etwa 120°C aufgeheizt, um Wasserrückstände abzdampfen. Nach zwanzig Minuten wurde der Heizstrom für das Keramiköfchen abgeschaltet und das Wolframschiffchen auf helle Gelbglut gebracht. Damit sollten Schmutzreste und adsorbierte Gase beseitigt werden. Währenddessen hatte sich nach einigen Minuten der Glimmer auf etwa 0°C abgekühlt. Jetzt wurde das Wolframschiffchen von heller Gelbglut auf

Rotglut gebracht, die Schutzklappe geöffnet und innerhalb weniger Sekunden die Bleitelluridschicht aufgedampft (flash-evaporation-method). Während der Aufdampfung diente der gleichzeitig durch die entstehende Schicht fließende Strom, bei einer Zugspannung von 2 Volt, als Indikator für den gewünschten Schichtwiderstand. Es wurde versucht, diesen Schichtwiderstand zwischen 5 Kohm bis 10 Kohm zu halten; dann lag die Schichtdicke etwa in der Größenordnung von 1000 nm. Die Flächenausdehnung war annähernd quadratisch mit einer Kantenlänge von etwa 5 mm (siehe Tabelle 1, S.10).

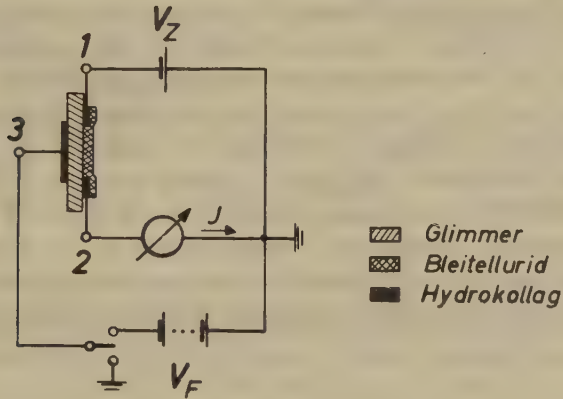


Abb. 3. Prinzipschaltbild des Meßkreises. 1,2 = Kontakte für die Zugspannung V_Z , 3 = Kontakt für die Kondensatorspannung V_F der Feldeffektelektrode.

4. MESSMETHODE

=====

Feldeffektmessungen können nach der "Sandwichmethode" oder nach der "Kondensatormethode" ausgeführt werden. Bei der Sandwichmethode wird die freie Oberfläche des Halbleiters untersucht und das Dielektrikum mit der Feldeffektelektrode nach der Art eines Sandwich auf die zu untersuchende Oberfläche gedrückt. Aus eigenen Vormessungen und Messungen anderer^{12,16} ist bekannt, daß dann bei hohen Kondensatorfeldstärken Desorption und Adsorption von Gasen an der freien Halbleiteroberfläche eintritt und damit die Messung der anderen Effekte stark gestört wird. Außerdem ist

bekannt ¹⁵, daß die Berührung des Dielektrikums mit der freien Oberfläche punktweise erfolgt und dort hohe örtliche Feldstärker mit Komponenten parallel zur Oberfläche entstehen. Auch dies führt zu unerwünschten Nebenerscheinungen. Schließlich führt die Montage des Sandwich, wenn man einen hohen mechanischen Aufwand vermeiden will, zur Berührung der frisch aufgedampften Schicht mit Luft, wodurch die Schicht in unkontrollierter Weise verändert wird. Wegen dieser angeführten Nachteile wurde die Kondensatormethode angewandt. Das Wesentliche dieser Methode ersieht man aus der Abbildung 3. Hier ist das Bleitellurid direkt auf das Dielektrikum des Feldeffektkondensators aufgedampft, so daß ein kompakter Feldeffektkondensator entsteht, ohne die Nachteile der Sandwichmethode. Glimmer hat sich als Dielektrikum für Feldeffektmessungen in zahlreichen Arbeiten bewährt. Seine hohe Durchschlagsfestigkeit, leichte Spaltbarkeit zu dünnen Plättchen und mechanische Festigkeit machen ihn hierzu besonders geeignet. Andere Autoren ^{6,12} haben aus Gründen einer guten Wärmeankopplung an das Kühlgefäß einkristalline Quarzplättchen verwandt. Dabei zeigte sich, daß bei Abkühlung und Erwärmung die aufgedampfte Bleitelluridschicht Risse bekommt. Diese unerwünschte Erscheinung tritt bei Glimmer nicht auf.

Nach Herstellung der Schicht wurde gewartet, bis der Strom I einen stationären Zustand erreichte, und dann die Kondensatorspannung V_F an die Feldeffektelektrode gelegt. Durch die auf dem Halbleiter influenzierte Ladung änderte sich der Strom I ; die Stromänderung ΔI wurde mit einem empfindlichen Strommessgerät gemessen. Die Einstellzeit des Messinstrumentes beträgt 2 Sekunden.

5. MESSERGEBNISSE =====

5.1 Normaler Feldeffekt

5.1.1 Unoxydierte Schichten

Frisch aufgedampfte Bleitelluridschichten zeigen sowohl bei Zimmertemperatur als auch bei Temperaturen des flüssigen Stickstoffes im Vakuum ohne und mit Belichtung den normalen Feldeffekt, wie er von anderen Substanzen bekannt ist ¹⁶⁻²⁰ (Abbildung 4a).

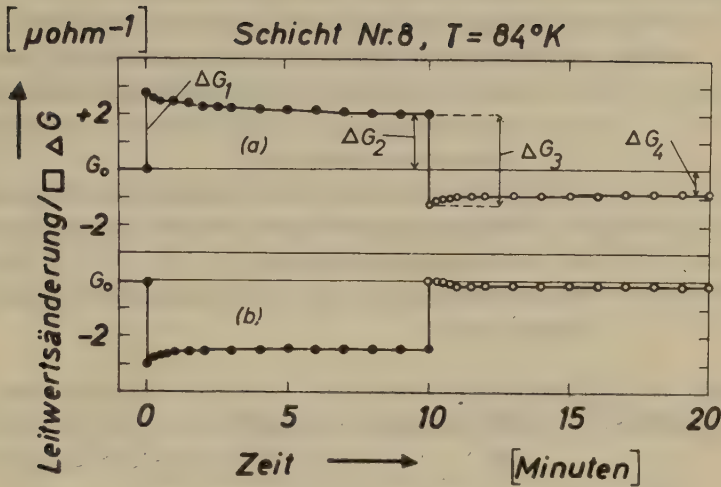


Abb. 4. Leitwertsänderung ΔG in Abhängigkeit von der Zeit bei einer unoxydierten, unbelichteten PbTe-Schicht unter dem Einfluß eines elektrischen Querfeldes und nach dessen Abschaltung.

- (a) $\bullet\text{---}\bullet$ $Q = -3,78 \times 10^{-7} \text{ Cb/cm}^2$ $\Delta V_F = +1800 \text{ V}$, $G_0 = 57 \mu\text{ohm}^{-1}$,
 (b) $\bullet\text{---}\bullet$ $Q = +3,78 \times 10^{-7} \text{ Cb/cm}^2$ $\Delta V_F = -1800 \text{ V}$, $G_0 = 56 \mu\text{ohm}^{-1}$,
 $\circ\text{---}\circ$ $Q = 0$.

G_0 ist der stationäre Leitwert pro Flächenquadrat, bevor die Kondensatorspannung V_F eingeschaltet wird. Die quantitative Beschreibung der Meßergebnisse wird durch die Angabe der Leitwertsänderung pro Flächenquadrat ⁺,

$$\Delta G_v = \frac{L \Delta I_v}{B V_Z}, \quad v = 1, 2, 3, 4, \quad (1)$$

und der Feldeffektbeweglichkeit

$$\mu_F = \frac{\Delta G_2}{Q}, \quad (2)$$

gegeben.

⁺ Wenn ab jetzt nur noch Leitwert geschrieben wird, so ist immer der Leitwert pro Flächenquadrat gemeint; er hat die Dimension ohm^{-1} .

Dabei sind: L die Länge der Bleitelluridschicht,
 B die Breite der Bleitelluridschicht,
 V_Z die Zugspannung an der Bleitelluridschicht,
 ΔI_ν die Änderung des elektrischen Stromes I, für
 $\nu = 1$ beim Einschalten der Kondensatorspannung,
 $\nu = 2$ im stationären Zustand während angelegter
 Kondensatorspannung,
 $\nu = 3$ beim Ausschalten der Kondensatorspannung und
 $\nu = 4$ im stationären Zustand nach ausgeschalteter
 Kondensatorspannung,
 Q die auf dem Halbleiter influenzierte Flächenla-
 dungsdichte.

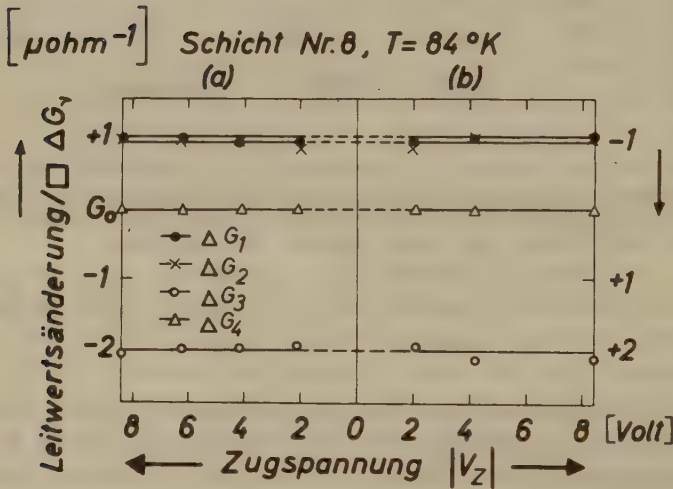


Abb. 5. Ohmsches Verhalten der Leitwertsänderung ΔG_ν in Abhängigkeit von der Zugspannung V_Z bei einer unoxydierten, unbelichteten PbTe-Schicht.

(a) $Q = -1,26 \times 10^{-7} \text{ Cb/cm}^2 \triangleq V_F = +600 \text{ V}$, $G_0 = 59 \mu\text{ohm}^{-1}$,

(b) $Q = +1,26 \times 10^{-7} \text{ Cb/cm}^2 \triangleq V_F = -600 \text{ V}$, $G_0 = 59 \mu\text{ohm}^{-1}$.

Für die hier angewandte Meßmethode ergibt sich für μ_F die folgende Beziehung¹⁶:

$$\mu_F = + \frac{L^2}{V_Z V_F C} (\Delta I_2), \quad (3)$$

mit C als Kapazität des Feldeffekt-kondensators. Das Minuszeichen gilt für einen p-Halbleiter, das Pluszeichen für einen n-Halbleiter. Das Vorzeichen von V_F ist dann so zu wählen, daß es die Polarität der Feldeffektelektrode gegen den Halbleiter angibt. ΔI_y erhält ein Pluszeichen, wenn der Strom I zunimmt, ein Minuszeichen, wenn er abnimmt.

Das ohmsche Verhalten des Feldeffektes wurde nachgeprüft und die erhaltenen Meßwerte in der Abbildung 5 angegeben. Innerhalb der Meßgenauigkeit sind die Leitwertsänderungen konstant und somit unabhängig von den Zugspannungen V_Z , die in dieser Arbeit verwendet wurden.

Die Abbildung 6 zeigt typische Leitwertsänderungen ΔG_y in Abhängigkeit von der influenzierten Flächenladungsdichte Q bei einer unoxydierten, unbelichteten PbTe-Schicht.

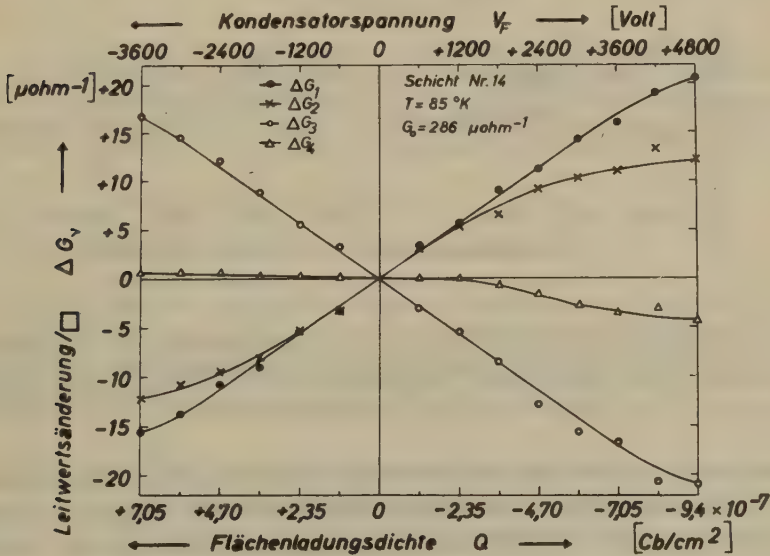


Abb. 6. Leitwertsänderung ΔG_y in Abhängigkeit von der influenzierten Flächenladungsdichte Q bei einer unoxydierten, unbelichteten PbTe-Schicht, die vorher kurzzeitig auf $60^\circ C$ erwärmt worden war und dann eine Stunde bei $27^\circ C$ getempert wurde.

Diese Schicht zeigte frisch aufgedampft den anomalen Feldeffekt, wie er in den Abschnitten 5.3 und 6.3 näher beschrieben wird. Die Meßwerte in der Abbildung 6 wurden erhalten, nachdem der anomale Feldeffekt durch Tempern der Schicht zum Verschwinden gebracht worden war. Durch diese Behandlung steigt der Leitwert um 66 % auf $286 \mu\text{ohm}^{-1}$. Aus den Leitwertsänderungen ΔG_2 in der Abbildung 6 wurde nach den Gleichungen (1) und (3) die Feldeffektbeweglichkeit μ_F berechnet; die Ergebnisse sind in der Abbildung 7 dargestellt. Danach hängt die Feldeffektbeweglichkeit linear von der influenzierten Flächenladungsdichte Q ab. Die Streuung der Meßwerte liegt innerhalb der Ablesegenauigkeit.

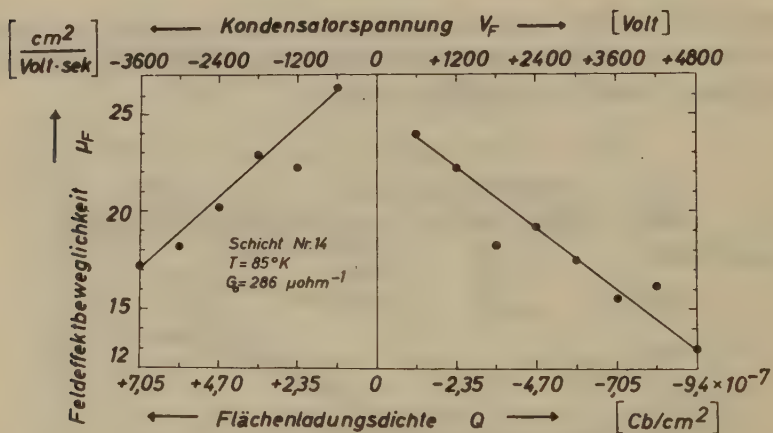


Abb. 7. Feldeffektbeweglichkeit μ_F in Abhängigkeit von der influenzierten Flächenladungsdichte Q bei einer unoxydierten, unbelichteten PbTe-Schicht, die vorher kurzzeitig auf 60°C erwärmt worden war und dann eine Stunde bei 27°C getempert wurde.

Zum Vergleich ist die Feldeffektbeweglichkeit einer frisch aufgedampften Schicht, die keinen anomalen Feldeffekt zeigte, in Abhängigkeit von der influenzierten Flächenladungsdichte in der Abbildung 8 angegeben. Bei der Messung dieser Werte wurde die Kondensatorsspannung V_F abwechselnd positiv und negativ angelegt. Auch hier hat man eine lineare Abhängigkeit der Feldeffektbeweglichkeit von der influenzierten Flächenladungsdichte. Belichtet man die Schicht ($\lambda \approx 1500 \text{ nm}$), so wird die Feldeffektbeweglichkeit kleiner.

Für Belichtungswellenlängen $\lambda < 1300$ nm und höhere Lichtintensitäten nimmt μ_F wieder zu (der Übersicht wegen nicht eingezeichnet).

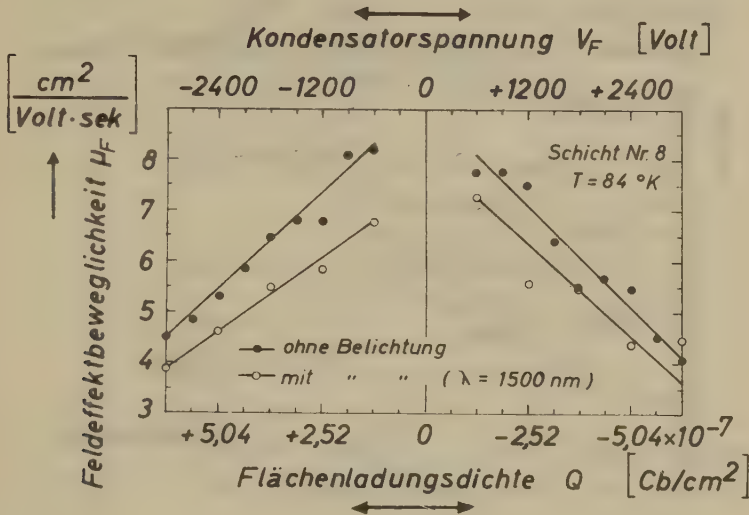


Abb. 8. Feldeffektbeweglichkeit μ_F in Abhängigkeit von der influenzierten Flächenladungsdichte Q_F bei einer frisch aufgedampften, unoxydierten PbTe-Schicht. Die Kondensatorspannung V_F wurde mit alternierender Polarität angelegt, beginnend mit positivem V_F .

5.1.2 Oxydierte Schichten

Beim Oxydieren der Schichten wird der Leitwert G und die Leitwertsänderung ΔG um etwa vier bis fünf Zehnerpotenzen kleiner. Das Vorzeichen des Feldeffektes in Abhängigkeit von der Polarität der Kondensatorspannung V_F kehrt sich um (Abbildung 9a).

Die Abbildung 10 zeigt typische Leitwertsänderungen ΔG_1 in Abhängigkeit von der influenzierten Flächenladungsdichte Q bei einer oxydierten, belichteten ($\lambda \approx 1500$ nm) PbTe-Schicht. Auffallend ist hier, im Gegensatz zu unoxydierten Schichten, die Abnahme von ΔG_3 und der Schnittpunkt von ΔG_1 mit ΔG_2 bei höheren positiven Kondensatorspannungen V_F .

Die Feldeffektbeweglichkeit wurde ebenfalls nach der im Abschnitt 5.1.1 angegebenen Methode berechnet und in der Abbildung 11 für

eine unbelichtete und eine belichtete ($\lambda \approx 1500$ nm) Schicht dargestellt.

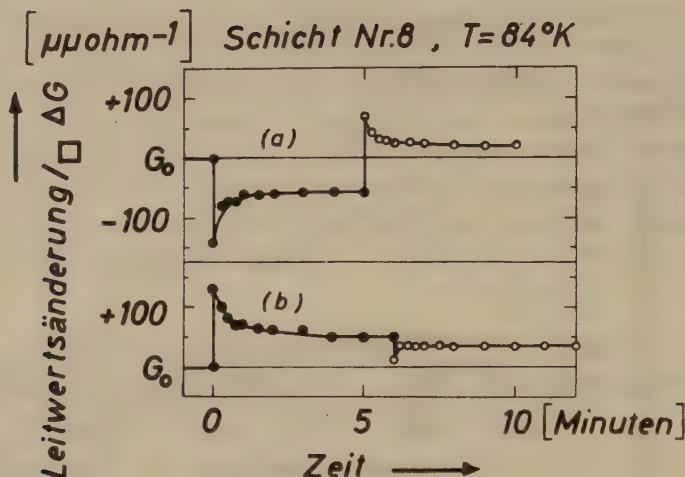


Abb. 9. Leitwertsänderung ΔG in Abhängigkeit von der Zeit bei einer oxydierten, unbelichteten PbTe-Schicht unter dem Einfluß eines elektrischen Querfeldes und nach dessen Abschaltung.

- (a) $-\bullet-$ $Q = -3,78 \times 10^{-7}$ Cb/cm² $\Delta V_F = +1800$ V, $G_0 = 194 \mu\text{ohm}^{-1}$,
 (b) $-\bullet-$ $Q = +3,78 \times 10^{-7}$ Cb/cm² $\Delta V_F = -1800$ V, $G_0 = 184 \mu\text{ohm}^{-1}$,
 $-\circ-$ $Q = 0$.

Vergleicht man diese Kurven mit den entsprechenden Kurven der Abbildung 8, so fällt auf, daß bei den oxydierten Schichten

- die Abhängigkeit der Feldeffektbeweglichkeit von der influenzierten Flächenladungsdichte geringer ist,
- die Feldeffektbeweglichkeit bei Belichtung sehr viel größer ist als im unbelichteten Falle,
- mit zunehmender influenzierter Majoritätsträgerzahl die Feldeffektbeweglichkeit zunimmt und mit zunehmender influenzierter Minoritätsträgerzahl über ein Maximum geht,
- die Werte von μ_F um vier Zehnerpotenzen kleiner sind.

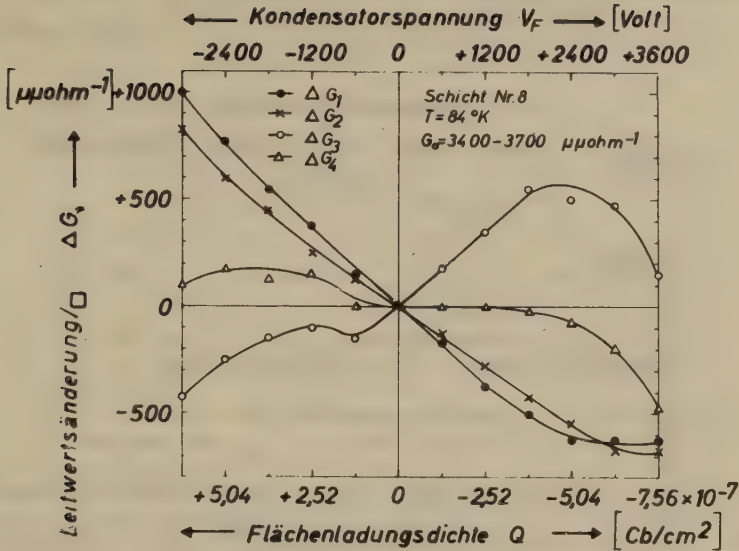


Abb. 10 Leitwärtsänderungen ΔG_0 in Abhängigkeit von der influenzierten Flächenladungsdichte Q bei einer oxydierten, belichteten ($\lambda \approx 1500$ nm) PbTe-Schicht. Die Kondensatorspannung V_F wurde mit alternierender Polarität angelegt, beginnend mit positivem V_F .

5.2 Die langzeitigen Änderungen des normalen Feldeffektes

Aus den Abbildungen 4 und 9 ersieht man, daß nach dem Abschalten der Kondensatorspannung V_F sich nach einigen Minuten ein stationärer Zustand des Leitwertes einstellt, der um ΔG_4 von dem Leitwert G_0 verschieden ist. Es wurde beobachtet, daß diese resultierende Leitwärtsänderung bei frisch aufgedampften Schichten über Tage konstant bleibt, wenn man die Schichttemperatur auf 84 °K hält. Diese ganze Erscheinung soll als Feldeffektnachwirkung bezeichnet werden. Der Übergang von der schnellen Änderung ΔG_1 und ΔG_3 des Leitwertes beim Ein- und Ausschalten der Kondensatorspannung V_F zu einem stationären Zustand wird Relaxationseffekt genannt.

5.2.1 Die Feldeffektnachwirkung

Die Änderung des Leitwertes G_0 durch die Feldeffektnachwirkung hat zur Folge, daß man bei einer neuen Messung mit einem anderen Zustand

der Schicht beginnt. Man kann versuchen, die Nachwirkung durch eine gleichgroße entgegengesetzte Kondensatorspannung V_F , Ausheizen oder Ausleuchten rückgängig zu machen.

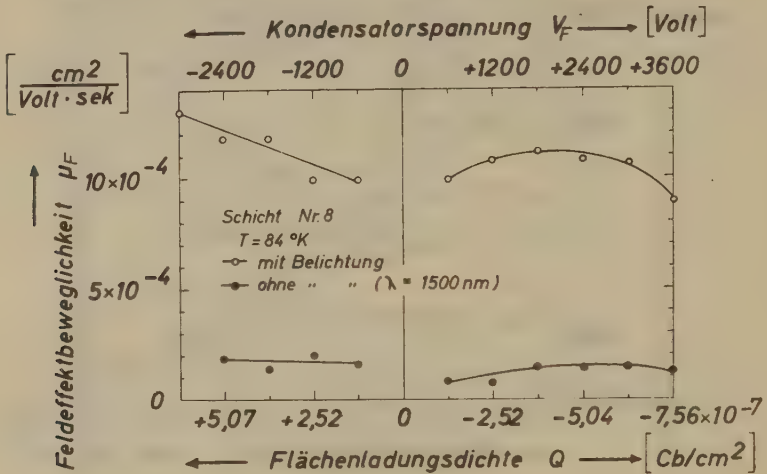


Abb. 11. Feldeffektbeweglichkeit μ_F in Abhängigkeit von der influenzierten Flächenladungsdichte Q bei einer oxydierten PbTe-Schicht. Die Kondensatorspannung V_F wurde mit alternierender Polarität angelegt, beginnend mit positivem V_F .

Die Abbildung 12 zeigt die Änderung des Leitwertes G_0 durch den Einfluß der Nachwirkung bei einer frisch aufgedampften Schicht. Die Kondensatorspannung wurde dabei mit wechselndem Vorzeichen angelegt, beginnend mit positiver Polarität. Bis zu einer Flächenladungsdichte $Q = \pm 2,52 \times 10^{-7} \text{ Cb/cm}^2$ ist es möglich, die schwache Nachwirkung, hervorgerufen durch negatives Q , durch ein gleichgroßes, positives Q rückgängig zu machen. Oberhalb dieser Flächenladungsdichte Q erkennt man einen Einfluß (etwa 12 % Abnahme) der Nachwirkung auf den Leitwert G_0 ohne Belichtung, d.h. daß dann durch eine gleichgroße, entgegengesetzte Kondensatorspannung V_F die Nachwirkung nicht aufgehoben wird. Belichtet man, so wird der Einfluß der Nachwirkung sehr viel geringer (etwa 3 % Abnahme bei einer Belichtungswellenlänge $\lambda \approx 1500 \text{ nm}$). Zwischen diesen Messungen wurden andere bei Belichtungswellenlängen von $1300 \text{ nm} < \lambda < 1600 \text{ nm}$ ausgeführt, die den Leitwert G_0 weiter verringerten. Durch die Belichtung bei $\lambda \approx 1500 \text{ nm}$ ändert sich der Leitwert dieser unoxydierten Schicht um den Faktor 0,02.

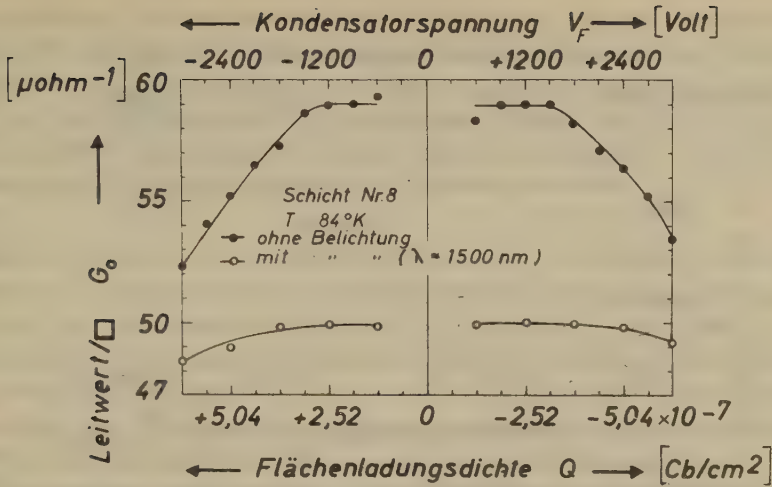


Abb. 12. Änderung des Leitwertes G_0 in Abhängigkeit von der influenzierten Flächenladungsdichte Q als Folge der Feldeffektnachwirkung (ΔG_4) bei einer frisch aufgedampften PbTe-Schicht. Die Kondensatorspannung V_F wurde mit alternierender Polarität angelegt, beginnend mit positivem V_F . Zwischen diesen Messungen mit und ohne Belichtung wurden andere ausgeführt, die G_0 weiter verringerten.

Anders sind die Ergebnisse bei einer unoxydierten Schicht, die den anomalen Feldeffekt gezeigt hatte. Nachdem durch Ausheizen der anomale Feldeffekt verschwunden war, wurden an der gleichen Schicht Messungen des normalen Feldeffektes vorgenommen (Abbildung 6). Durch influenzierte Minoritätsträger⁺ (Defektelektronen) bleibt nach der üblichen Meßzeit von 10 Minuten für Kondensatorspannungen bis - 1800 V eine kleine positive Nachwirkung (ΔG_4) zurück, die aber nach weiteren 10 - 20 Minuten von selbst verschwindet. Für $V_F = - 2400 \text{ V}$ dauert es etwa eine Stunde, bis die Nachwirkung von selbst verschwindet. Influenziert man Majoritätsträger (Elektronen), so ist die negative Nachwirkung dem Betrage nach größer als bei influenzierten Minoritätsträgern (Abbildung 6). Die Nachwirkung verschwindet innerhalb von Stunden nicht von selbst. Erst bei Belichtung mit Wellenlängen $\lambda > 1600 \text{ nm}$ gelingt eine teilweise, mit Wellenlängen $\lambda \approx 1500 \text{ nm}$ eine vollständige oder manchmal fast vollständige und mit Wellenlängen $\lambda < 1300 \text{ nm}$ ebenfalls eine vollständige

⁺ Wie später gezeigt wird, sind unoxydierte Schichten n-leitend und oxydierte Schichten p-leitend.

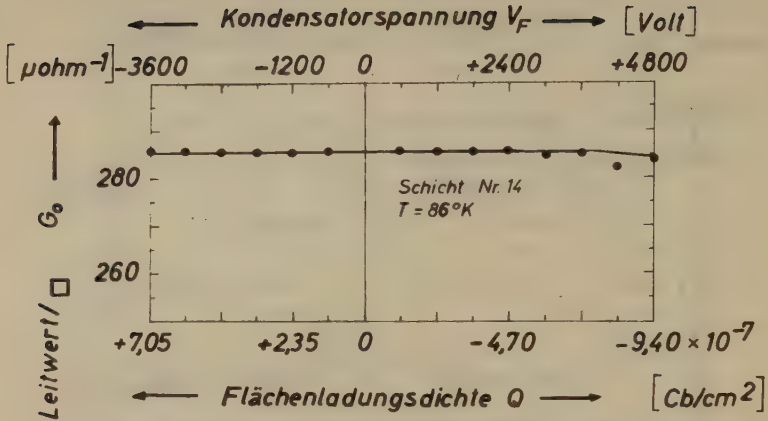


Abb. 13. Abhängigkeit des Leitwertes G_0 von der influenzierten Flächenladungsdichte Q bei einer unoxydierten, unbelichteten PbTe-Schicht, die vorher kurzzeitig auf 60°C erwärmt worden war und dann eine Stunde bei 27°C getempert wurde.

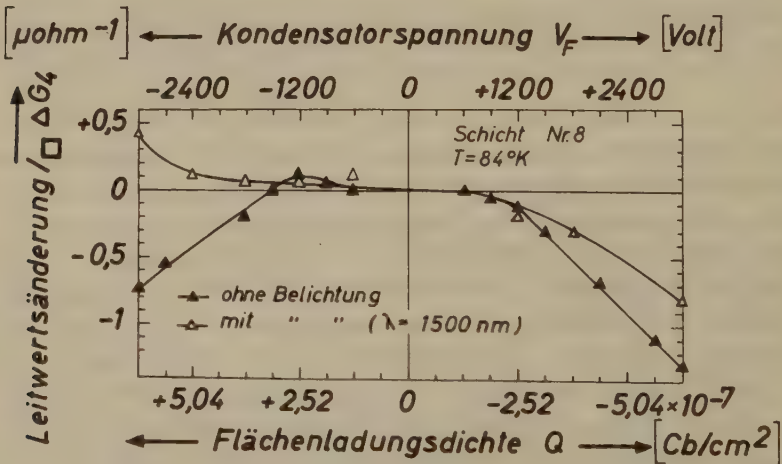


Abb. 14. Die Abhängigkeit der Leitwertsänderung ΔG_4 , auch als Feldeffektnachwirkung bezeichnet, von der influenzierten Flächenladungsdichte Q , bei einer unoxydierten PbTe-Schicht. Die Kondensatorsspannung V_F wurde mit alternierender Polarität angelegt, beginnend mit positivem V_F .

Ausleuchtung. Allerdings muß man für $\lambda < 1300$ nm die eingestrahlte Intensität erheblich erhöhen, weil die starke Zunahme des Extinktionskoeffizienten zwischen 2100 nm und 1300 nm das eingestrahlte Licht an der Zwischenschicht PbTe/Glimmer schon sehr stark geschwächt hat. Abbildung 13 zeigt, daß der Leitwert G_0 bei all diesen Messungen konstant bleibt.

Betrachtet man nur die Leitwertsänderung ΔG_4 , so erhält man bei zunehmender influenzierter Flächenladungsdichte und alternierender Polarität der Kondensatorspannung, beginnend mit positivem V_F , folgendes interessante Ergebnis für unoxydierte Schichten: Ohne Belichtung und bei Belichtung mit Wellenlängen $1600 \text{ nm} < \lambda < 1300 \text{ nm}$ resultiert für Flächenladungsdichten beiderlei Vorzeichens eine negative Nachwirkung; bei Belichtung mit Wellenlängen von $\lambda \approx 1500 \text{ nm}$ ist die Nachwirkung für negative Flächenladungsdichten negativ, für positive Flächenladungsdichten positiv (Abbildung 14).

Zur Ergänzung der Vorstellungen, die zur Deutung der Meßergebnisse im Abschnitt 6.2 verwandt werden, wurde eine zusätzliche Messung folgender Art vorgenommen. Bei einer frisch aufgedampften Schicht wurde so lange die Temperatur zwischen 84°K und 300°K variiert, bis der zu diesen Temperaturen gehörige Leitwert einen konstanten Wert annahm und dann mehrere Male hintereinander bei 84°K eine hohe Kondensatorspannung gleicher Polarität 15 Minuten an- und 10 Minuten abgeschaltet und die Leitwertsänderungen verfolgt. Die erhaltene Feldeffektnachwirkung ΔG_4 ist in der Abbildung 15 angegeben. Dabei ist zur Berechnung von ΔG_4 immer der Leitwert G_0 herangezogen, der zu Beginn jeder Einzelmessung sich auf Grund der vorangegangenen Messung eingestellt hatte. Man erkennt aus der Abbildung 15, daß für die erste Messung die Feldeffektnachwirkung groß ist, bei den nachfolgenden jedoch nahe bei Null liegt. Die aus ΔG_2 berechnete Feldeffektbeweglichkeit ist bei der ersten Messung kleiner als bei den nachfolgenden Messungen.

Oxydierte Schichten zeigen gegenüber unoxydierten zwei Unterschiede in Bezug auf die Nachwirkung (Abbildung 16):

- a) Mit zunehmender Flächenladungsdichte nimmt der Leitwert G_0 zu (etwa 37 % ohne Belichtung, etwa 5 % mit Belichtung, $\lambda \approx 1500 \text{ nm}$),
- b) die Zunahme des Leitwertes G_0 geht über ein Maximum und nimmt dann ab.

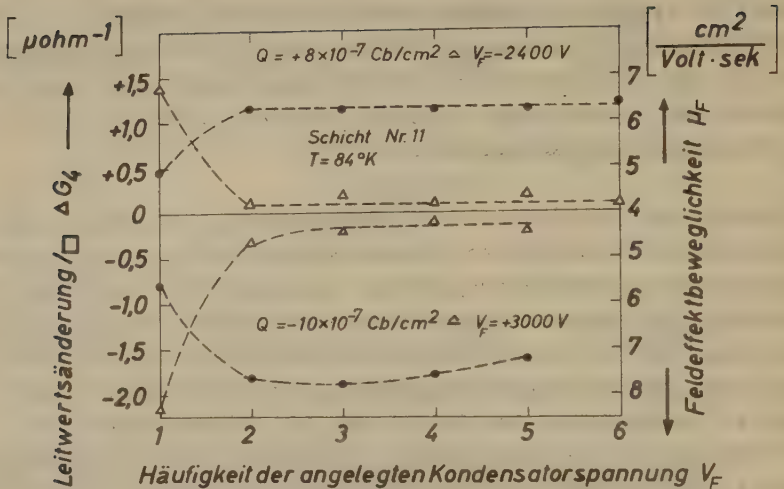


Abb. 15. Leitwertsänderung ΔG_4 (Δ) bei einer unoxydierten PbTe-Schicht in Abhängigkeit von der Häufigkeit der mehrere Male hintereinander an- und abgeschalteten Kondensatorspannung V_F gleicher Polarität und die dazugehörige Feldeffektbeweglichkeit μ_F ($\bullet$), berechnet aus ΔG_2 . Die Schicht wurde vor den Messungen einige Male kurzzeitig auf Zimmertemperatur erwärmt.

Es wurde an verschiedenen Schichten versucht, die Feldeffektnachwirkung durch Aufheizen rückgängig zu machen. Da beim Aufheizen an der Schicht auch irreversible Umordnungsprozesse stattfinden können, wurden keine eindeutigen Ergebnisse erzielt. Wie später gezeigt wird, ist die Feldeffektnachwirkung ein Leitungsträger-effekt.

5.2.2 Die Relaxationseffekte

Für unbelichtete, unoxydierte und oxydierte Schichten erkennt man aus den Abbildungen 4 und 9, daß bei influenzierten Majoritätsträgern die Einstellung des stationären Zustandes langsamer erfolgt als bei influenzierten Minoritätsträgern. Außerdem zeigen diese Abbildungen, daß das Verhältnis der Leitwertsänderungen $\Delta G_1/\Delta G_2$ bei den unoxydierten Schichten kleiner ist als bei den oxydierten,

d.h. die Relaxationseffekte sind für letztere stärker ausgeprägt.

Die Relaxationseffekte lassen sich für die ersten Sekunden nach angelegter Kondensatorspannung, also bei den schnellen Änderungen, durch eine Exponentialfunktion beschreiben. Aus der Neigung der Geraden in der Abbildung 17 sind für eine unoxydierte, unbelichtete Schicht die dazugehörigen Abklingzeiten $\tau_{\ominus}$ und $\tau_{\oplus}$ berechnet worden.

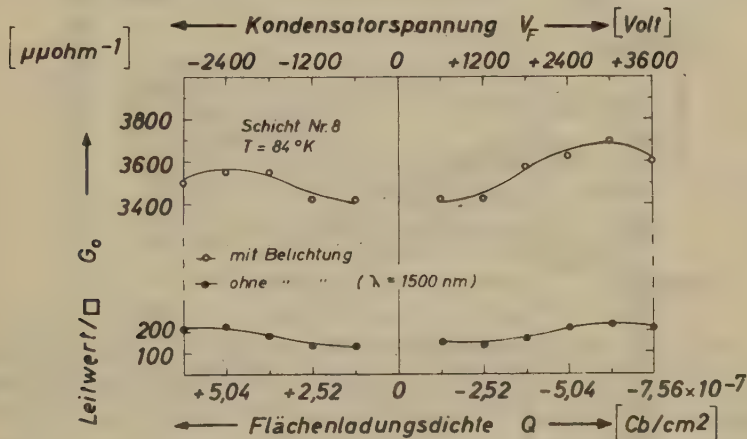


Abb. 16. Änderung des Leitwertes G_0 in Abhängigkeit von der beeinflussten Flächenladungsdichte Q als Folge der Feldeffektnachwirkung bei einer oxydierten PbTe-Schicht. Die Kondensatorspannung V_F wurde mit alternierender Polarität angelegt, beginnend mit positivem V_F .

Belichtet man in den drei ausgewählten Spektralbereichen, so ändert sich das vorher beschriebene Verhalten.

a) Bei unoxydierten Schichten:

Für $\lambda \gtrsim 1500$ nm existiert kein Unterschied in den Relaxationszeiten bei beeinflussten Majoritäts- und Minoritätsträgern. Für $\lambda < 1300$ nm besteht schnellere Relaxation bei beeinflussten Majoritätsträgern, langsamere bei beeinflussten Minoritätsträgern.

b) Bei belichteten oxydierten Schichten tritt ein ungewöhnlicher Effekt auf (Abbildung 18). Mit zunehmender Flächenladungsdichte wird bei beeinflussten Minoritätsträgern die Relaxation immer flacher, geht durch Null und kehrt dann in ihrem Verlauf um. Dasselbe geschieht nach dem Abschalten der Kondensatorspannung

für die Einstellung der Feldeffektnachwirkung. Bei influenzierten Majoritätsträgern geschieht diese Umkehr der Relaxation nur nach abgeschalteter Kondensatorspannung. Am stärksten ist der Effekt bei einer Belichtungswellenlänge von $\lambda \approx 1500$ nm ausgeprägt.

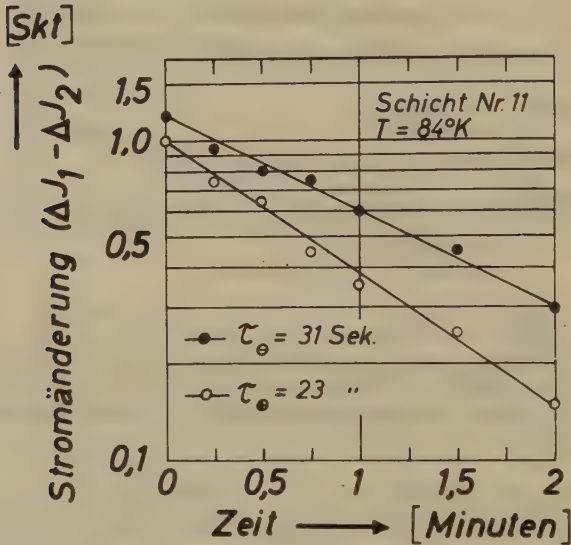


Abb. 17. Einfachlogarithmische Darstellung der Relaxationseffekte kurz nach dem Einschalten der Kondensatorspannung V_F bei einer unoxydierten, unbelichteten PbTe-Schicht, die vor den Messungen mehrere Male kurzzeitig auf Zimmertemperatur erwärmt worden war.

-●- $Q = -10 \times 10^{-7}$ Cb/cm² $\hat{=} V_F = +3000$ V,

-○- $Q = +8 \times 10^{-7}$ Cb/cm² $\hat{=} V_F = -2400$ V.

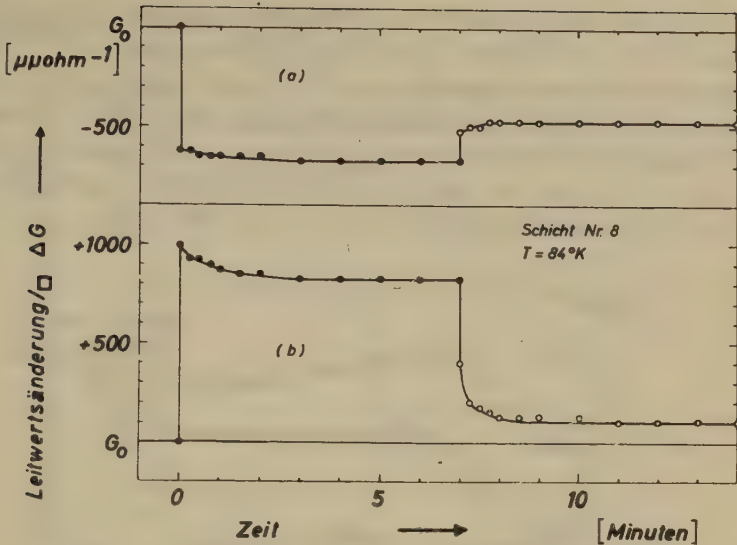


Abb. 18. Leitwertsänderung ΔG in Abhängigkeit von der Zeit bei einer oxydierten, belichteten ($\lambda \approx 1500$ nm) PbTe-Schicht unter dem Einfluß eines elektrischen Querfeldes und nach dessen Abschaltung.
 (a) $\bullet$ $Q = -7,56 \times 10^{-7}$ Cb/cm² $\Delta V_F = +3600$ V, $G_0 = 3600 \mu\text{mohm}^{-1}$,
 (b) $\bullet$ $Q = +6,30 \times 10^{-7}$ Cb/cm² $\Delta V_F = -3000$ V, $G_0 = 3500 \mu\text{mohm}^{-1}$,
 $\circ$ $Q = 0$.

5.3 Der anomale Feldeffekt

Bei verschiedenen Schichten tritt bei einer für die Schicht charakteristischen Flächenladungsdichte Q ein neuer Effekt auf²¹, der als "anomaler Feldeffekt" bezeichnet werden soll (Abbildungen 19 und 20). Er wird positiver anomaler Feldeffekt genannt, wenn der Leitwert G dabei zunimmt und umgekehrt. Keine der untersuchten Schichten zeigte sowohl den positiven als auch den negativen anomalen Feldeffekt.

An der Schicht Nr. 14 (Abbildung 19) wurde der positive anomale Feldeffekt näher untersucht. Für diese Schicht ist bei Kondensatorspannungen bis zu -1500 V der Feldeffekt normal. Ab $V_F = -1800$ V erscheint der positive anomale Feldeffekt zum ersten Mal; die Leitwertszunahme beträgt dabei etwa 35 %. Die Kondensatorspannung

blieb während eines Dauerversuchs 11 Stunden eingeschaltet. Nachdem sich der neue Leitwert in 15 Minuten eingestellt hatte, trat innerhalb der restlichen Zeit keine Änderung mehr ein. Wird die Kondensatorspannung abgeschaltet, so erhält man zunächst wie beim normalen Feldeffekt eine weitere Zunahme von G und dann eine abnehmende Relaxation über Stunden. Nach etwa 15 Stunden war der Leitwert genau so groß wie beim Ausschalten von V_F ; innerhalb der nächsten weiteren drei Stunden blieb er dann konstant.

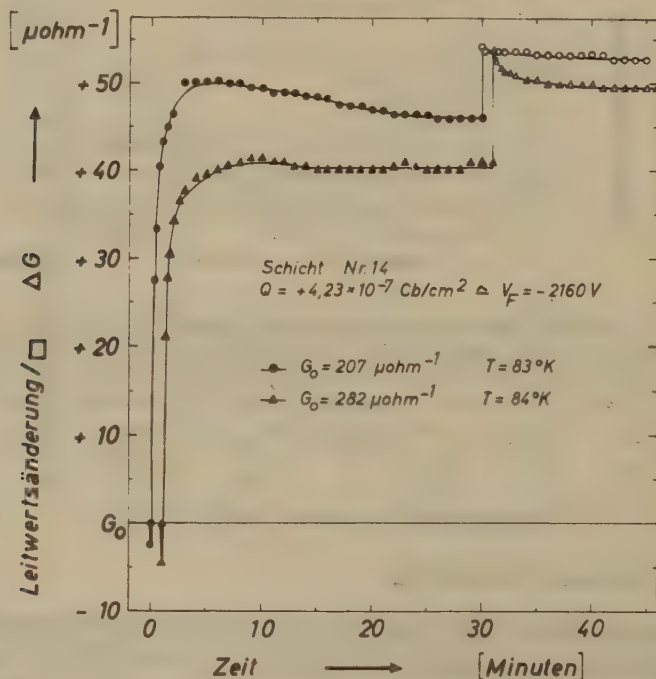


Abb. 19. Leitwertsänderungen ΔG durch positiven anomalen Feldeffekt in Abhängigkeit von der Zeit bei einer unoxydierten, unbelichteten PbTe-Schicht unter dem Einfluß einer positiven Flächenladungsdichte Q (—●— —▲—) und nach Abschaltung der Kondensatorspannung V_F (—○— —△—).

Die Leitwertsänderung des positiven anomalen Feldeffektes konnte durch Belichtung der Schicht in den drei ausgewählten Spektralbereichen nicht rückgängig gemacht werden. Influenzierte man nach erhaltener Leitwertsänderung durch positiven anomalen Feldeffekt eine negative Flächenladungsdichte Q , so bekam man wieder den nor-

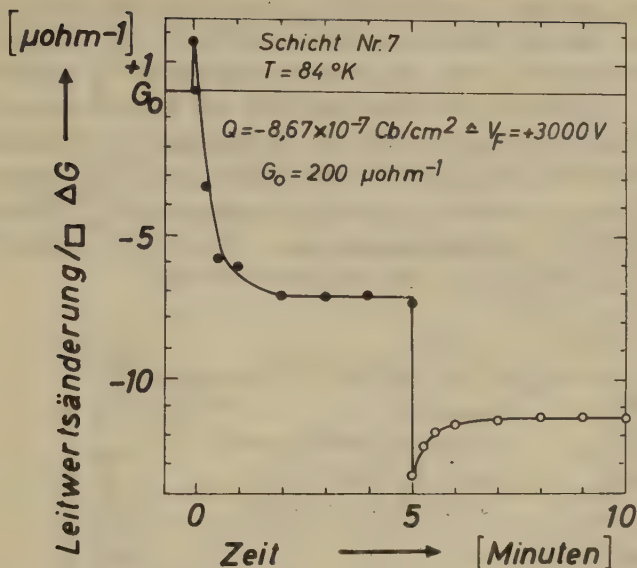


Abb. 20. Leitwertsänderungen ΔG durch negativen anomalen Feldeffekt in Abhängigkeit von der Zeit bei einer unoxydierten, unbelichteten PbTe-Schicht unter dem Einfluß einer negativen Flächenladungsdichte Q (—●—) und nach Abschaltung der Kondensatorsspannung V_F (—○—).

malen Feldeffekt. Durch die hierbei entstehende negative Feldefektnachwirkung konnte die Leitwertsänderung infolge anomalen Feldeffektes bis zu 20 % rückgängig gemacht werden. Eine vollständige Beseitigung der Leitwertsänderung gelang jedoch nur durch Ausheizen (Abbildung 21, Kurve 4). Das Ausheizen ging so vonstatten, daß man zunächst bei tiefer Temperatur die Größe der Leitwertsänderung infolge positiven anomalen Feldeffektes feststellte, dann langsam die Schicht auf die angegebene Aufheiztemperatur T_a brachte und anschließend sofort die Schicht sich wieder langsam abkühlen ließ. Die dann verbliebene Leitwertsänderung wurde bestimmt und in die Abbildung 21 eingetragen. Die Kurven 1 und 4 gehören zur gleichen Schicht, an der der positive anomale Feldeffekt für $V_F = -2160 \text{ V}$ zweimal erzeugt und ausgeheizt wurde. Man sieht, daß bei der Kurve 1 der Leitwert G_0 nicht erreicht wird, da bereits vorher ein anderer Prozeß einsetzt, der beginnt, wenn die Temperatur T_a in die Nähe der Aufdampftemperatur der Schicht kommt. Erst bei der Kurve 4 gelingt die vollständige Ausheizung. Der für die Ausheizung störende Prozeß beginnt, wenn die beim Durchfahren der

Kurve 1 erhaltene maximale Temperatur T_a etwa erreicht wird. Interessant für die spätere Erklärung dieser Effekte ist noch die Kenntnis des Leitwertes G , der zur Aufheiztemperatur T_a gehört (Abbildung 22). In dieser Abbildung gehören die Kurven 1 und 4 zu den entsprechend bezeichneten Kurven der Abbildung 21. Die Kurven 2 und 3 wurden zwischen den Kurven 1 und 4 gemessen; sie zeigen die Abhängigkeit des Leitwertes G von der Temperatur T_a , ohne daß ein anomaler Feldeffekt vorausgegangen war. Die Pfeile geben die Richtung an, mit der die Kurven durchfahren wurden.

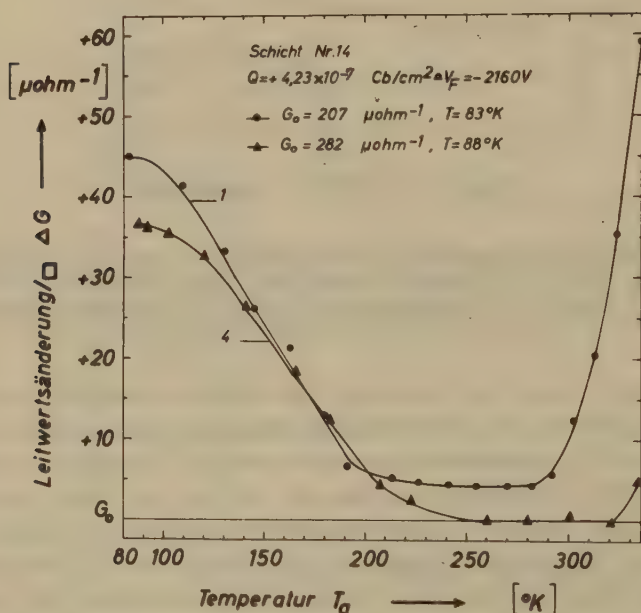


Abb. 21. Leitwertsänderung ΔG infolge positiven anomalen Feldefektes bei einer unoxydierten, unbelichteten PbTe-Schicht in Abhängigkeit von der Aufheiztemperatur T_a .

Der hier beschriebene positive anomale Feldeffekt konnte an einer Schicht viermal erzeugt werden, zweimal bei $V_F = -1800 \text{ V}$ und zweimal bei $V_F = -2160 \text{ V}$. Die Ausheizung der entstandenen Leitwertsänderung ΔG gelang in den ersten drei Fällen nur teilweise (z.B. Kurve 1 der Abbildung 21), beim vierten Mal vollständig. Danach

trat der positive anomale Feldeffekt bei dieser Schicht nicht mehr auf.

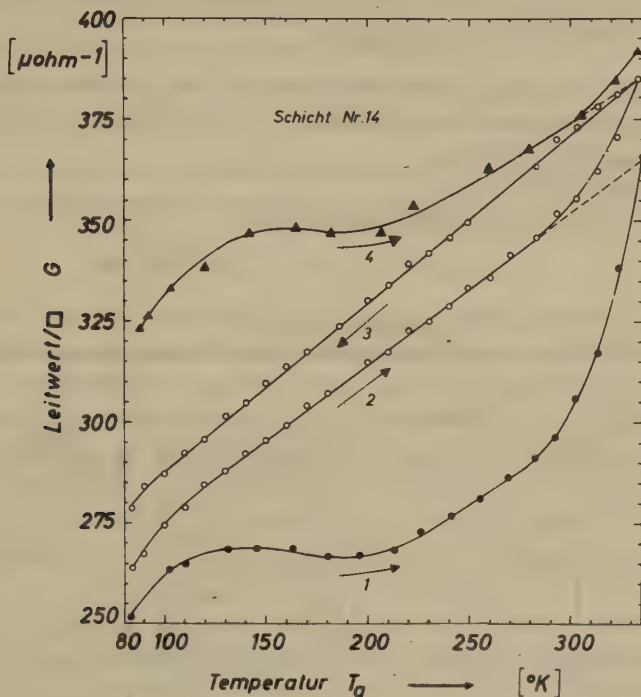


Abb. 22. Abhängigkeit des Leitwertes G von der Aufheiztemperatur T_a bei einer unoxydierten, unbelichteten PbTe-Schicht. Kurve 1 und 4 bei gleichzeitig vorhandenem anomalen Feldeffekt, Kurve 2 und 3 ohne anomalen Feldeffekt.

5.4 Tabelle

Es wurden vierzehn Schichten untersucht. Die typischen Meßergebnisse sind nach den Messungen an vier Schichten in dieser Arbeit angegeben. Zum Schluß werden in einer Tabelle folgende ergänzende Angaben über diese Schichten gemacht:

T_{ST} = Temperatur des Schichtträgers während des Aufdampfens,
 D_{Gl} = Dicke des Schichtträger-Glimmers,
 L = Länge der PbTe-Schicht,
 B = Breite der PbTe-Schicht,
 C = Kapazität des Feldeffekt-kondensators.

T a b e l l e 1

Schicht Nr.	T_{ST} [°C]	D_{Gl} [m x 10 ⁻⁶]	L [m x 10 ⁻³]	B	C [pF]
7	+ 18	25,5 ± 0,2	3,50 ± 0,05	3,30 ± 0,05	33,4 ± 1,5 %
8	- 1	30,4 ± 0,2	4,75 ± 0,05	4,75 ± 0,05	47,5 ± 1,5 %
11	+ 4	22,1 ± 0,2	4,65 ± 0,05	5,15 ± 0,05	80,5 ± 2,5 %
14	+ (5-8)	34,4 ± 0,2	5,10 ± 0,05	5,35 ± 0,05	53,5 ± 1,5 %

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

=====

Schon bei der Darstellung der Meßergebnisse im Abschnitt 5 war die Trennung nach den Unterabschnitten nicht streng möglich, weil alle Effekte sehr stark gekoppelt sind. Dies gilt erst recht für die jetzt sich anschließende Diskussion.

6.1 Normaler Feldeffekt

Wird an den Feldeffekt-Kondensator eine Spannung V_F gelegt, so ergibt sich folgende Ladungsverteilung:

$$\Delta Q_p + \Delta Q_{ss} + \Delta Q_{fs} + \Delta Q_{sc} = 0 \quad (4)$$

d.h. der auf der Hydrokollagelektrode influenzierten Ladung (ΔQ_p) steht eine gleichgroße, entgegengesetzte auf der PbTe-Schicht gegenüber. Diese Ladung auf der PbTe-Schicht verteilt sich auf die schnellen Oberflächenzustände (ΔQ_{fs}) innerhalb eines Bruchteils einer Sekunde und auf die langsamen Oberflächenzustände (ΔQ_{ss}) innerhalb Sekunden, Minuten oder gar Stunden. Der Rest (ΔQ_{sc}) bleibt in der Raumladungszone und ändert den Leitwert G . Sitz der schnellen und langsamen Oberflächenzustände ist eine Zwischenschicht (Interface), die sich grundsätzlich beim Aufdampfen zwischen dem Schichtträgermaterial und der Raumladungszone ausbildet. Diese Zwischenschicht verdankt ihre Entstehung der Tatsache, daß der ankommende und zum Teil dissoziierte PbTe-Dampf eine auf dem Glimmer vorhandene adsorbierte Gasbelegung antrifft und mit dieser zunächst in Wechselwirkung treten muß. Die schnellen Oberflächenzustände befinden sich an der Grenze Raumladungszone/Zwischenschicht. Die langsamen Oberflächenzustände sitzen in der Zwischenschicht oder an der Grenze Zwischenschicht/Trägermaterial. Außerdem gibt es langsame und schnelle Oberflächenzustände auch in den Korngrenzen zwischen den Kristalliten. Es ist u.a. das Ziel dieser Diskussion, die Wirkung der Oberflächenzustände in der Zwischenschicht und in den Korngrenzen auf den Feldeffekt darzustellen. Der Übergang zu den schnellen Oberflächenzuständen wird bei der Einstellzeit des Meßinstrumentes (2 Sekunden) nicht gemessen. Der Übergang zu den langsamen Oberflächenzuständen erscheint als Relaxationseffekt (Abbildungen 4 und 9). Daß es sich bei der Leit-

wertsänderung des normalen Feldeffektes um einen Leitungsträger-effekt und nicht um atomare Umordnungsprozesse handelt, wird in der Abbildung 5 durch die Unabhängigkeit des Leitwertes ΔG_y von der Zugspannung V_Z gezeigt.

6.1.1 Unoxydierte Schichten

Aus dem Vorzeichen der Leitwertsänderung erkennt man, daß frisch aufgedampfte Schichten n-leitend sind (Abbildung 4), denn bei negativer influenzierter Ladung auf der Schicht erhält man eine Leitwertszunahme und umgekehrt. Diese n-Leitung trat bei allen Schichten auf, obwohl das Ausgangsmaterial aus p-leitenden Mikrokristallen bestand; eine Erscheinung, die auch bei anderen Autoren ²³ angegeben wird und die man der Dissoziation der Substanz beim Aufdampfen zuschreibt.

In der Abbildung 6 gehen die Kurven für die Leitwertsänderung ΔG_y ohne Knick durch den Nullpunkt. Das bedeutet, daß die n-Leitung bei weitem überwiegt, denn die Leitwertsänderung muß durch die um die gleiche Anzahl vermehrten oder verminderten Elektronen bis auf das Vorzeichen gleich groß sein. Ohne Knick wäre auch eine Mischleitung denkbar, wenn die Beweglichkeiten beider eventuell vorhandener Leitungsträgersorten sich nicht unterscheiden und bei positiver und negativer Kondensatorspannung gleichen Betrages die bewegliche Ladung ΔG_{sc} für Elektronen und Defektelektronen gleich groß wäre. Bei PbTe-Schichten kann man auf Grund der bekannten Beweglichkeiten keine Entscheidung treffen. Der Umstand jedoch, daß bei influenzierter positiver Flächenladungsdichte Q die Leitwertsänderungen ΔG_1 und ΔG_3 bis zu hohen negativen Kondensatorspannungen linear verlaufen und erst bei - 3600 V eine leichte Abweichung von der Linearität das Auftreten einer Inversion andeutet, läßt auf die anfangs angenommene überwiegende n-Leitung schließen. Inversion liegt dann vor, wenn durch die influenzierte positive Flächenladung der untere Rand des Leitungsbandes und der obere Rand des Valenzbandes der n-leitenden PbTe-Schicht so weit nach oben gebogen wird, daß die Fermikante innerhalb der Raumladungsrandschicht in die Nähe des Valenzbandes rückt und die dadurch entstehenden Defektelektronen am Ladungstransport teilnehmen. In diesem Fall geht die negative Leitwertsänderung ΔG_- durch ein Minimum. Entsprechend geht ΔG_3

durch ein Maximum.⁺

Die kleine Abweichung von der Linearität bei ΔG_1 für hohe positive Kondensatorspannungen erklärt sich durch folgende Überlegungen. S c h r i e f f e r ^{24,25} hat gezeigt, daß bei Anreicherungsrandschichten die Beweglichkeit der Leitungsträger durch Streuung an der Oberfläche vermindert wird. Diese Verhältnisse einer Anreicherungsrandschicht werden durch die große beeinflusste negative Flächenladungsdichte Q geschaffen, die Driftbeweglichkeit der Ladung ΔQ_{sc} nimmt ab, und damit vermindert sich die Zunahme der Leitwertsänderung ΔG_1 . Dieser Effekt ist jedoch sehr schwach, was man aus der geringen Abweichung der Leitwertsänderung ΔG_1 von der Linearität schließen kann.

Die überwiegende n-Leitung und die geringe Abnahme der Driftbeweglichkeit der Ladung ΔG_{sc} macht die Feldeffektbeweglichkeit μ_F im wesentlichen von der Zahl der in Oberflächenzuständen eingefangenen Leitungsträger abhängig. Das Verhältnis der Feldeffektbeweglichkeit zur Driftbeweglichkeit könnte dann ein Maß für die eingefangene Ladung sein. Leider liegen über die Driftbeweglichkeit, wie bereits gesagt, keine eindeutigen Ergebnisse vor. L e v y ²⁶ gibt für n-leitende Schichten eine Beweglichkeit von kleiner als $10 \text{ cm}^2/\text{Volt} \times \text{sek}$ an. Andere Autoren ^{2, 23} geben 5 bis $500 \text{ cm}^2/\text{Volt} \times \text{sek}$ an. Neuere Messungen von M a k i n o und H o s h i n a ^{27, 28} an frisch aufgedampften n-leitenden PbTe-Schichten haben eine Beweglichkeit von etwa $10^4 \text{ cm}^2/\text{Volt} \times \text{sek}$ ergeben. Alle diese Angaben gelten für die Temperatur des flüssigen Stickstoffes. Die letztgenannten hohen Werte liegen in der Größenordnung der Beweglichkeiten in Kristallen. Die Feldeffektbeweglichkeiten in Abhängigkeit von der Flächenladungsdichte bei einer Schichtträgertemperatur T_{ST} von -1°C während des Aufdampfens liegen zwischen $4 - 8 \text{ cm}^2/\text{Volt} \times \text{sek}$ (Abbildung 8), bei einer Schichtträgertemperatur T_{ST} von $(5 - 8)^\circ\text{C}$ zwischen $10 - 17 \text{ cm}^2/\text{Volt} \times \text{sek}$ und für die gleiche Schicht nach einer kurzzeitigen Erwärmung auf 60°C und einstündigen Temperung bei 27°C zwischen $13 - 26 \text{ cm}^2/\text{Volt} \times \text{sek}$ (Abbildung 7). Dieser Gang der Werte ist zu erwarten, denn die Struktur der Zwischenschicht hängt wesentlich von der Temperatur des Schichtträgers

⁺
Für p-leitende Schichten gilt diese Überlegung sinngemäß.

ab, und die Zwischenschichtstruktur ist wiederum für die Zahl der Oberflächenzustände verantwortlich, die ihrerseits die Größe der Feldeffektbeweglichkeit bestimmt. Wie man später bei der Diskussion des anomalen Feldeffektes (Abschnitt 6.3) sieht, verändert ein Tempern der PbTe-Schicht die Struktur der Zwischenschicht so, daß ein Abbau der Oberflächenzustände erfolgt. Daraus erklärt sich die Zunahme der Feldeffektbeweglichkeit.

Die Abnahme der Feldeffektbeweglichkeit mit zunehmender negativer bzw. positiver Flächenladungsdichte Q (Abbildung 8) legt die Vermutung nahe, daß verschiedenartige Oberflächenzustände vorhanden sind, die als Haftstellen für Elektronen bzw. Defektelektronen wirken und die sich bezüglich ihrer energetischen Lage über einen gewissen Bereich erstrecken. Außerdem sieht man an dieser Abnahme, daß die Beeinflussung der Potentialschwellen an Korngrenzen durch Feldeffekt, wie sie von *E d a g a w a* u.a.²⁹ an Ge und *M u e l l e r* u.a.³⁰ an JnSb festgestellt wurde, bei unoxydierten PbTe-Schichten für die Größe der Feldeffektbeweglichkeit keine wesentliche Rolle spielen. Die Beweglichkeit μ_0 ohne Potentialschwelle ist mit der effektiven Beweglichkeit μ_{eff} , die sich durch das Vorhandensein einer Potentialschwelle ergibt, durch die Beziehung

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_0 \exp(-E_b/kT) \quad (5)$$

verbunden. E_b ist die Energie, die zur Überwindung der Potentialschwelle nötig ist. Der Abbau der Potentialschwelle durch Feldeffekt müßte mindestens bei einer Polarität von V_F erfolgen und hätte eine Zunahme der Driftbeweglichkeit der Ladung ΔG_{sc} zur Folge; damit sollte auch die Feldeffektbeweglichkeit in Abhängigkeit von Q zunehmen.

Bei Belichtung ($\lambda \approx 1500$ nm) stellt sich ein neues Gleichgewicht der Ladungsverteilung ein. Photoaktive Terme der Zwischenschicht werden ausgeleuchtet, und somit kann ein größerer Anteil der influenzierten Ladung dort eingefangen werden; μ_F ist kleiner (Abbildung 8). Für höhere Belichtungsintensitäten und energiereichere Quanten ($\lambda < 1300$ nm) wird ein Teil der eingefangenen Ladung wieder frei, ein neuer Gleichgewichtszustand ist die Folge, μ_F in Abhängigkeit von Q ist größer als die entsprechenden Werte ohne Belichtung.

6.1.2 Oxydierte Schichten

Oxydierte Schichten sind grundsätzlich p-leitend, wie man aus dem Vorzeichen der Leitwertsänderung in der Abbildung 9 ersieht. Die n-Leitung bei unoxydierten Schichten wird einem Bleiüberschuß zugeschrieben, der beim Aufdampfen entsteht. Beim Oxydieren wird dieser Bleiüberschuß durch Einbau von Sauerstoff kompensiert; dadurch verlieren diese Bleiatome ihren Donatorencharakter, und der Schichtwiderstand nimmt sehr stark zu. Außerdem werden sicherlich negative Sauerstoffionen an der Oberfläche der mikrokristallinen PbTe-Körner angelagert²². Durch diese Anlagerung treten Potentialschwellen an den Korngrenzen auf, was eine weitere Zunahme des Schichtwiderstandes zur Folge hat. Influenziert man nun eine positive Flächenladungsdichte Q , so werden die Potentialschwellen abgebaut, die Driftbeweglichkeit der Ladung ΔG_{sc} nimmt entsprechend der Gleichung (5) zu, und die daraus sich ergebende Feldeffektbeweglichkeit sollte mit zunehmender positiver Flächenladungsdichte Q zunehmen. Das Ergebnis der Abbildung 11 bestätigt diese Deutung. Die Potentialschwellentheorie wird noch gestützt, wenn man den Absolutwert der Feldeffektbeweglichkeit betrachtet. Für oxydierte Schichten ist er vier Zehnerpotenzen kleiner als für unoxydierte. Die Zunahme der Feldeffektbeweglichkeit bei Belichtung ($\lambda \approx 1500$ nm) um den Faktor 6 - 7 ist ein Hinweis darauf, daß der Photoeffekt ein Korngrenzeneffekt zu sein scheint. Für Belichtungswellenlängen $\lambda < 1300$ nm beträgt dieser Faktor je nach der Größe der Ladung Q sogar 16 - 30. Die große Änderung dieses Faktors mit zunehmendem Q , d.h. der steile Anstieg von μ_p , schließt ein Ausleuchten von Termen in der Zwischenschicht aus.

6.2 Die langzeitigen Änderungen des normalen Feldeffektes

6.2.1 Die Feldeffektnachwirkung

Die Feldeffektnachwirkung wird dadurch verursacht, daß die Ladung ΔG_{ss} in langsamen Oberflächenzuständen sitzt und nach Abschaltung der Kondensatorspannung V_F ein Teil davon dort weiter verharret. Diese zurückbleibende Ladung influenziert nun ihrerseits eine entsprechende Spiegelladung entgegengesetzten Vorzeichens in der Raumladungszone und moduliert dadurch den Leitwert G_0 (Abbildung

gen 4a und 9a). Wie die influenzierte Ladung von der Raumladungszone zu den langsamen Oberflächenzuständen in der Zwischenschicht übergeht, ist nicht restlos geklärt. Für Germanium werden verschiedene Erklärungen gegeben. W a t k i n s ³¹ zitiert zwei Modelle. Der Übergang erfolgt durch Tunneleffekt ³² oder durch thermische Anregung ³³. D o r d a ³⁴ spricht von "innerer Feld-emission", wonach Elektronen von den Haftstellen der Oxydschicht ins Leitungsband übergehen. K o c ³⁵ schließlich macht Diffusion der Überschusladung für den Übergang verantwortlich.

Allen diesen Erklärungen ist gemeinsam die Auffassung, daß es sich hierbei um einen reinen Leitungsträgereffekt handelt. Dieser Tatbestand konnte durch die Feldeffektexperimente bestätigt werden. Legt man nämlich an den Feldeffektkondensator mehrere Male hintereinander eine gleichgroße Kondensatorspannung V_F und wartet zwischen Ein- und Ausschalten den quasistationären Zustand ab, so läßt sich jedesmal ΔG_2 und ΔG_4 bestimmen, wobei als Leitwert G_0 immer der vor jeder neuen Messung vorhandene genommen wird. Beim erstmaligen Einschalten von V_F geht ein Teil der influenzierten Ladung in die langsamen Oberflächenzustände über. Wenn V_F abgeschaltet wird, bleibt von dieser eingefangenen Ladung wiederum ein Teil in den langsamen Oberflächenzuständen, und eine entsprechende Nachwirkung entsteht. Bei allen nachfolgenden Messungen gleicher Art sind diese Oberflächenzustände schon besetzt, es kann keine Ladung mehr eingefangen werden, und die Nachwirkung verschwindet. Im gleichen Maße wie diese Nachwirkung abnimmt, nimmt die Feldeffektbeweglichkeit zu. Dieses erwartete Ergebnis zeigt die Abbildung 15. Daß bei den einzelnen Messungen eine geringe Restnachwirkung vorhanden ist, erklärt sich aus einem Zeitspektrum für die langsamen Oberflächenzustände, dessen längere Zeiten bei höheren Flächenladungsdichten mehr und mehr in Erscheinung treten. Die Relaxationseffekte können bei diesen Messungen am Anfang durch ein Exponentialgesetz beschrieben werden (Abbildung 17). Danach folgen nichtexponentielle langzeitige Änderungen. Dieses Zeitspektrum kommt durch die Verteilung der langsamen Oberflächenzustände über die ganze Dicke der Zwischenschicht zustande.

Es wurde versucht, die durch eine positive Kondensatorspannung bei einer frisch aufgedampften unoxydierten und oxydierten

PbTe-Schicht entstandene Feldeffektnachwirkung (Abbildungen 4a und 9a) durch eine gleichgroße, entgegengesetzte Kondensatorspannung rückgängig zu machen. Die Ergebnisse der Abbildungen 4b, 9b und 14 (Kurve $-\Delta-$) zeigen, daß dies nur bis zu einer bestimmten Flächenladungsdichte möglich war.

Bei einer unoxydierten frisch aufgedampften Schicht ist die Feldeffektnachwirkung von einem bestimmten Betrag der influenzierten Flächenladungsdichte ab unabhängig von deren Vorzeichen immer negativ. Dadurch resultiert eine ständige Abnahme des Leitwertes G_0 (Abbildung 12). Diese Erscheinung ist nach den bisherigen Vorstellungen dieser Diskussion am unverständlichsten. Eine Deutungsmöglichkeit bietet sich durch die Werte der Schichtträgertemperatur T_{ST} während des Aufdampfens an (Tabelle 1, S. 31). Die Schicht Nr. 8 wurde bei der niedrigsten Schichtträgertemperatur aufgedampft (-1°C). Diese Temperatur T_{ST} ist für die Schichtstruktur ein wesentlicher Parameter. Es ist bekannt, daß man bei $T_{ST} = +320^\circ\text{C}$ kristalline Schichten erhält²⁷ und bei $T_{ST} = 84^\circ\text{K}$ graue, kaum haftende, amorphe Schichten (eigene Messungen). Dazwischen gibt es alle möglichen Übergangsstrukturen. Wahrscheinlich entstand bei der Schicht Nr. 8 eine ungeordnete Zwischenschicht (Interface), deren Struktur durch das Querfeld des Feldeffekt-kondensators von einer bestimmten Feldstärke ab geändert werden konnte. Es überlagern sich demnach zwei Prozesse in der Zwischenschicht, ein Umordnungsprozess durch das Querfeld und ein Einfangprozess der influenzierten Leitungsträger, wobei der erstere bei Beginn der Messungen überwiegt.

Belichtet man die Schicht in den drei ausgewählten Spektralbereichen, so bleibt diese Tendenz für $\lambda > 1600\text{ nm}$ und $\lambda < 1300\text{ nm}$ erhalten. Bei einer Belichtungswellenlänge $\lambda \approx 1500\text{ nm}$ ist die Nachwirkung ΔG_4 negativ für negative und positiv für positive Flächenladungsdichte Q (Abbildung 14, Kurve $-\Delta-$). Man muß daher annehmen, daß energetisch tief liegende ($0,6 - 0,8\text{ eV}$) Oberflächenzustände in der Zwischenschicht durch negative Ladung während der angelegten Kondensatorspannung V_F besetzt werden. Die Anregung dieser Zustände durch Photoeffekt und ein Querfeld entsprechender Polung bewirken ihre Ausräumung. Somit wäre es möglich, die in der Einleitung erwähnte erhöhte Photoempfindlichkeit bei etwa $\lambda \approx 1500\text{ nm}$ Oberflächenzuständen zuzuschreiben. Für diese Erklärung spricht außerdem die experimentelle Feststellung³ (eigene

Messungen), daß der Photostrom in Abhängigkeit von der Zeit oberhalb $\lambda \approx 1600$ nm Belichtungswellenlänge schnell sein Maximum erreicht und dann konstant bleibt, dagegen ab etwa $\lambda \approx 1500$ nm sehr träge wird. Die in der Zwischenschicht optisch angeregten Leitungsträger benötigen längere Zeit, bis sie ins Leitungsband gelangen.

Schichten, deren Schichtträgertemperaturen T_{ST} beim Aufdampfen höher lagen (siehe Tabelle 1, Seite 31), und die getempert wurden, zeigen die polaritätsunabhängige, negative Feldeffektnachwirkung nicht. Für positive Flächenladungsdichte ist die Nachwirkung positiv und umgekehrt (Abbildungen 6 und 15), d.h. hier spielen nur noch die Einfangprozesse eine Rolle. Bei diesen getemperten Schichten verschwindet die positive Feldeffektnachwirkung infolge Speicherung von positiver Ladung nach einiger Zeit von selbst. Die negative Feldeffektnachwirkung bleibt erhalten; sie läßt sich aber durch Belichtung ($\lambda < 1600$ nm) ausleuchten (Abbildung 13). Wie im Abschnitt 6.3 bei der Erklärung des anomalen Feldeffektes gezeigt wird, existiert unmittelbar nach dem Aufdampfen eine Verarmungsrandschicht zwischen "Interface" und Schichtinnerem. Diese Verarmungsrandschicht wird durch das Tempern in eine Anreicherungsrandschicht umgewandelt, da beim Temperprozeß überwiegend negativ geladene Oberflächenterme verschwinden. Die so entstandene Anreicherungsrandschicht begünstigt aber gerade die Speicherung von Elektronen und wirkt der Speicherung von positiver Ladung entgegen. Daß die Ausleuchtung der gespeicherten Elektronen erst bei einer Wellenlänge $\lambda < 1600$ nm stattfindet, ist ein weiterer Hinweis auf das Vorhandensein tiefliegender, photoaktiver Terme in der Zwischenschicht.

Für oxydierte Schichten liegen die Verhältnisse wesentlich komplizierter, denn hier hat man drei sich überlagernde Effekte:

- a) Die Wirkung der Zwischenschicht und der Photoeffekt in dieser.
- b) Die Wirkung der Potentialschwelle an den Korngrenzen und ihre Beeinflussung durch Feldeffekt und Belichtung.
- c) Die Inversion des Leitfähigkeitscharakters während der Belichtung.

Dieses Problem soll im nächsten Abschnitt zusammen mit den Relaxationseffekten behandelt werden.

6.2.2 Die Relaxationseffekte

Die Abbildung 17 hat gezeigt, daß sich die Relaxationseffekte bei unoxydierten und unbelichteten Schichten kurz nach dem Einschalten der Kondensatorspannung durch eine Exponentialfunktion beschreiben lassen. Für influenzierte Elektronen ist die Zeitkonstante größer als für influenzierte positive Ladung. Außerdem stellt sich bei influenzierter positiver Ladung der stationäre Zustand nach einigen Minuten ein, während bei Elektronen dem anfänglichen exponentiellen Abklingen ein langes nichtexponentielles folgt. Diese Ergebnisse sind durch die bereits vorher gemachte Aussage, daß nach dem Aufdampfen eine Verarmungsrandschicht existiert, zu erwarten. Berücksichtigt man noch die Größe der Feldeffektbeweglichkeit in der Abbildung 7, so kann man zusammen mit den obigen Ergebnissen sagen, daß das Querfeld einer positiven Kondensatorspannung einen größeren Anteil der influenzierten Elektronen in räumlich tiefer liegende Terme in der Zwischenschicht zieht, während von der influenzierten positiven Ladung ein kleinerer Anteil in räumlich weniger tiefliegende Terme gespeichert wird. Dabei muß man berücksichtigen, daß größere räumliche Tiefe in der Zwischenschicht auch größere Einfangszeit bedeutet und umgekehrt.

Die Umkehr des charakteristischen Verlaufs der vorstehend beschriebenen Relaxationseffekte bei Belichtung in den drei ausgewählten Spektralbereichen, beginnend mit dem langwelligen, paßt zwanglos in die bisher entwickelten Vorstellungen. Die Verarmungsrandschicht wird durch den Photoeffekt zur Anreicherungsrandschicht.

Vergleicht man die sich entsprechenden Kurven in den Abbildungen 9 und 18, so erkennt man, daß für diese p-leitende, oxydierte Schicht die Charakteristik der Relaxationseffekte sich bei Belichtung ändert. Diese Umkehr ist ein bisher selten beobachteter Effekt. Zum ersten Mal wurde er durch eigene Messungen¹⁶ an PbS-Schichten festgestellt und als Ad- und Desorptionsprozeß von Sauerstoffionen gedeutet. Eine gleichzeitig auftretende Inversion bei hohen Flächenladungsdichten verursachte einen Effekt in der gleichen Richtung, war aber viel schwächer. Schönerh¹² konnte die Annahme der Ad- und Desorption bestätigen.

L y a s h e n k o ³⁶ hat 1959 dieselbe Erscheinung an Germanium veröffentlicht und seine Ergebnisse ebenfalls als Ad- und Desorptionsprozesse erklärt. N e s t e r e n k o u.a.³⁷ dagegen teilen 1963 ähnliche Effekte an aufgedampften PbS-Schichten mit, lehnen aber die Deutung als Ad- und Desorptionsprozeß ab. Sie nehmen an, daß eine leitende Oxydschicht mit anderem Leitungscharakter als das Innere der PbS-Schicht für diese Umkehr verantwortlich ist. Alle diese Meßergebnisse ^{12, 16, 36, 37} wurden an der freien Oberfläche der untersuchten Substanzen gewonnen. In dieser Arbeit wurde die Grenzschicht Glimmer/PbTe untersucht, um den kräftigen Ad- und Desorptionsprozeß zu vermeiden. Bei den hohen Widerständen der oxydierten Schichten könnte man jedoch annehmen, daß das elektrische Querfeld durch die Schicht hindurchgreift und trotzdem noch schwache Ad- und Desorptionsprozesse an der freien Oberfläche verursacht. Diese Möglichkeit wird dadurch ausgeschlossen, daß die Umkehr der Relaxationseffekte ohne Belichtung und damit bei einem hohen Schichtwiderstand nicht auftritt. Man kann also annehmen, daß die kräftigen Ad- und Desorptionsprozesse bei dieser Methode nicht auftreten, und daß man jetzt die weniger starken Effekte der Inversion untersuchen kann.

Für die Inversion spricht die starke Abnahme von ΔG_3 und die gleichzeitige Umkehr von ΔG_1 zu kleineren Werten bei influenzierten Minoritätsträgern (Abbildung 10). Die Umkehreffekte sind bei der Belichtungswellenlänge $\lambda \approx 1500$ nm am deutlichsten, d.h. daß auch hier wieder die energetisch tiefliegenden Terme der Zwischenschicht durch entsprechende Belichtung einen Beitrag zur Leitfähigkeit liefern, der die überwiegende Defektelektronenleitung im Dunkelfalle zugunsten der Elektronenleitung verschiebt. Die Annahme einer Inversion wird gestützt durch die experimentelle Tatsache, daß bei eingeschalteter Kondensatorspannung und influenzierten Majoritätsträgern keine Umkehr der Relaxationseffekte erfolgt.

Das Verhalten der Nachwirkung bei oxydierten Schichten beruht im wesentlichen auf dem Einfluß der Korngrenzen. Folgt man dem Vorschlag von S m i t h ²², so sitzen dort O^{--} Ionen und bauen die Potentialschwelle auf. Influenziert man durch eine positive Kondensatorspannung V_p Elektronen und belichtet gleichzeitig, so

werden dadurch diese O^{--} Ionen vermehrt, die nach Abschaltung des Querfeldes nur teilweise ihre negative Ladung wieder abgeben. Als Ergebnis resultiert eine Leitfähigkeitsabnahme (Abbildung 18a). Influenziert man durch eine negative Kondensatorspannung V_F Defektelektronen und belichtet gleichzeitig, dann geben die O^{--} Ionen ihre negative Ladung ab, die sie nach Abschalten des Querfeldes zum Teil wieder einfangen. Das Ergebnis ist eine weitere Abnahme des Leitwertes nach Abschaltung von V_F ; im stationären Zustand resultiert eine positive Feldeffektnachwirkung (Abbildung 18b).

6.3 Der anomale Feldeffekt

Der anomale Feldeffekt wird für eine negative Kondensatorspannung V_F erklärt (Abbildung 19). An der Grenze PbTe/Zwischenschicht befindet sich entsprechend früherer Überlegungen eine Verarmungsrandschicht der sonst n-leitenden, unoxydierten PbTe-Schicht. In der Zwischenschicht sind neutrale und geladene Oberflächenzustände (Haftstellen), die insgesamt eine negative Ladung besitzen und durch eine positive Raumladung in der Verarmungsrandschicht kompensiert werden. Wird nun eine positive Flächenladungsdichte auf dem Halbleiter influenziert, so nimmt zunächst der Leitwert ab. Gleichzeitig werden aber durch das äußere angelegte elektrische Feld die Haftstellen in der Zwischenschicht energetisch angehoben, so daß deren Ladung ohne Energieabgabe ins Leitungsband der PbTe-Schicht tunneln kann und den Leitwert erhöht. Beim Abschalten der Kondensatorspannung influenziert die zurückgebliebene positive Raumladung der Zwischenschicht eine entsprechende negative Ladung in der anfänglichen Verarmungsrandschicht und erzeugt so eine weitere Leitwertszunahme. Ein Rücktunneln nach abgeschalteter Kondensatorspannung ist nicht möglich, da die notwendigen Feldstärken fehlen.

Diese Erklärung des anomalen Feldeffektes wird gestützt durch folgende Überlegungen:

a) Die Tunnelstromdichte j ist proportional $\exp B/|F|$; B ist eine Konstante, F die Feldstärke, die den Tunnelstrom verursacht. Dieses Exponentialgesetz bedeutet eine sehr starke Abhängigkeit der Tunnelstromdichte von F , was auch beim Experiment der Fall war.

b) Tunneln kann sich maximal über eine Strecke von etwa $100 \text{ \AA} = 10^{-6} \text{ cm}$ ereignen. Nimmt man an, daß die Haftstellen in der Zwischenschicht energetisch etwa um die Größenordnung von $0,1 \text{ eV}$ angehoben werden, so ist die dazugehörige Feldstärke 10^5 V/cm . Bei einer Glimmerdicke von $35 \times 10^{-4} \text{ cm}$ und einer Kondensatorspannung von -1800 V ergibt sich eine Querfeldstärke dieser Größenordnung.

c) Die Leitwertszunahme beim Ausschalten der Kondensatorspannung und die anschließende Relaxation entspricht dem normalen Feldefekt an einer n-leitenden Schicht, wodurch die Annahme einer Inversion von vorneherein ausscheidet.

Durch thermische Anregung der getunnelten Leitungsträger kann man die Leitwertsänderung des anomalen Feldeffektes rückgängig machen (Abbildung 21). Kommt man jedoch beim Aufheizen in die Nähe der Temperatur, auf der sich die Schicht bei vorherigen Messungen bereits einmal befand, so setzt in der Zwischenschicht ein atomarer Umordnungsprozeß ein; negativ geladene Haftstellen verschwinden, und der Leitwert nimmt stark zu. Durch die Überlagerung dieser beiden Effekte, nämlich die thermische Anregung von Leitungsträgern und die atomare Umordnung der Zwischenschicht bei höheren Temperaturen, kommt man zunächst nicht auf den Leitwert G_0 zurück (Kurve 1 in der Abbildung 21). Erst wenn die PbTe-Schicht sich vorher bereits einmal auf einer solchen Temperatur befunden hatte, daß die Umordnungseffekte in der Zwischenschicht beim Ausheizen erst dann einsetzen, wenn die Leitwertsänderung infolge anomalen Feldeffektes bereits vollständig ausgeheizt ist, gelingt es, den Leitwert G_0 zu erreichen (Kurve 4 in der Abbildung 21). Durch diese irreversible atomare Umordnung in der Zwischenschicht verschwinden die für den Tunnelstrom notwendigen, Leitungsträger spendenden Haftstellen, und der anomale Feldeffekt tritt bei weiteren Messungen nicht mehr auf.

Die These von diesen beiden sich überlagernden Effekten wird durch die Ergebnisse der Abbildung 22 noch gestützt. Betrachtet man die Kurven 1 und 4, so sieht man, daß mit zunehmender Temperatur die Zahl der Leitungsträger im Leitungsband durch ein Minimum geht. In diesem Temperaturbereich findet der Einfang der thermisch angeregten Leitungsträger in den Haftstellen der Zwischenschicht statt. Die Leitwertsänderung, entstanden durch den

anormalen Feldeffekt, nimmt dabei stark ab (Abbildung 21). Bei höheren Temperaturen oberhalb des linearen Kurventeils setzt dann der irreversible atomare Umordnungsprozeß in der Zwischenschicht ein. Die Kurve 2 zeigt dann folgerichtig kein Minimum, da ihr kein anomaler Feldeffekt vorausgegangen war. Die Verlängerung des linearen Anstieges dieser Kurve führt genau auf den Endpunkt der Kurve 1, d.h. aber, daß wir im linearen Teil der Kurve 2 reversible Leitungsträgereffekte haben und oberhalb 283 °K wieder irreversible atomare Umordnungsprozesse in der Zwischenschicht einsetzen. Dasselbe gilt für die Kurven 3 und 4. Die Irreversibilität der Umordnungsprozesse wird durch die Kurven 2 und 3 bestätigt; beim Abkühlen kommt man nicht mehr auf den Ausgangsleitwert zurück.

7. ZUSAMMENFASSUNG

=====

- a) Unoxydierte und oxydierte PbTe-Aufdampfschichten zeigen im Vakuum bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffes mit und ohne Belichtung den normalen Feldeffekt.
- b) Aus dem Vorzeichen des Feldeffektes ergibt sich, daß frisch aufgedampfte Schichten n-leitend und oxydierte p-leitend sind.
- c) Die Feldeffektbeweglichkeit wurde bestimmt. Sie liegt für unoxydierte Schichten zwischen 4 und 26 $\text{cm}^2/\text{Volt} \times \text{sek}$ und ist abhängig von der influenzierten Flächenladungsdichte, der Temperatur des Schichtträgers während des Aufdampfens, vom Tempern der Schicht und von der Belichtungswellenlänge. Oxydierte Schichten haben in Abhängigkeit von der influenzierten Flächenladungsdichte und der Belichtungswellenlänge eine Feldeffektbeweglichkeit von $1 - 61 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{Volt} \times \text{sek}$.
- d) Beim Aufdampfen entsteht zwischen dem Schichtträgermaterial (Glimmer) und dem PbTe eine Zwischenschicht (Interface). Sie ist Sitz der langsamen Oberflächenzustände, die bei unoxydierten Schichten den Feldeffekt im wesentlichen bestimmen. Bei oxydierten Schichten wird negativ geladener Sauerstoff an den Korngrenzen eingebaut, und durch die dadurch entstehenden Potentialschwellen hängt der Feldeffekt mehr von diesen als von der Zwischenschicht ab.

- e) Bei oxydierten Schichten ändert sich durch Belichtung der Leitwert sehr stark (z.B. um den Faktor 34 für $\lambda \approx 1500$ nm). Diese Änderung wird zum Teil durch den Abbau der Potentialschwellen an den Korngrenzen und einer daraus sich ergebenden Erhöhung der Beweglichkeit verursacht.
 - f) Die erhöhte Photoempfindlichkeit bei etwa 1500 nm Belichtungswellenlänge (0,82 eV) entsteht durch energetisch tiefliegende Oberflächenzustände in und auf der Zwischenschicht. Inwieweit auch tiefliegende Terme in den Korngrenzen hierbei mitwirken, konnte nicht entschieden werden.
 - g) Die normale Feldeffektnachwirkung ist ein Leitungsträgereffekt. Ein Teil der influenzierten Flächenladungsdichte Q wird in den langsamen Oberflächenzuständen eingefangen. Wiederum ein Teil dieser eingefangenen Ladung bleibt nach dem Abschalten der Kondensatorspannung dort und influenziert dann ihrerseits eine entgegengesetzte Ladung in der Raumladungszone. Bei niedrigen Schichtträgertemperaturen während des Aufdampfens (z.B. - 1 °C) kann die Struktur der Zwischenschicht so beschaffen sein, daß das elektrische Querfeld des Feldeffekt-kondensators Umordnungsprozesse verursacht, die die Feldeffektnachwirkung verändern.
- Die Feldeffektnachwirkung kann bei getemperten, unoxydierten Schichten durch Belichtungswellenlängen $\lambda \leq 1500$ nm ausgeleuchtet werden. Bei oxydierten Schichten können die Sauerstoffionen in den Korngrenzen durch Feldeffekt und gleichzeitige Belichtung umgeladen werden und beeinflussen so die Feldeffektnachwirkung in ihrem normalen Verhalten.
- h) Die Relaxationseffekte zeigen den Übergang der beweglichen Ladung zu den langsamen Oberflächenzuständen an. Aus dem zeitlichen Verlauf der Relaxationseffekte läßt sich schließen, daß frisch aufgedampfte n-leitende Schichten eine Verarmungsrandschicht besitzen. Die Umkehr des charakteristischen Verlaufes der Relaxationseffekte bei oxydierten, belichteten PbTe-Schichten wird dem Auftreten einer Inversion und der Veränderung der Potentialschwellen zwischen den Korngrenzen zugeschrieben.
 - i) Bei einigen Schichten tritt ein neuer Effekt auf, der anomale Feldeffekt. Er entsteht durch Übergang von Leitungsträgern aus der Zwischenschicht in das Leitungs- oder Valenzband.

Der Übergang geschieht durch Tunneleffekt. Der anomale Feldeffekt ist reversibel ausheizbar. Dabei tritt ein irreversibler Sekundäreffekt auf, den man einem atomaren Umordnungsprozeß in der Zwischenschicht zuordnen kann. Das Auftreten des anomalen Feldeffektes hängt wesentlich von der Struktur der Zwischenschicht ab. Beim Aufheizen erreicht man einen höheren Ordnungszustand. Dadurch verschwindet der anomale Feldeffekt.

Die Feststellung, unter welchen präparativen Bedingungen der anomale Feldeffekt entsteht, ist weiteren Untersuchungen vorbehalten.

Diese Arbeit wurde 1963/1964 im Physikalischen Institut der Universität Frankfurt/Main ausgeführt.

Dem Institutsdirektor, Herrn Professor Dr. W. Martienssen, bin ich für die Bereitstellung der finanziellen Mittel zum Bau der Meßapparatur, Ratschläge und sein förderndes Interesse sehr dankbar.

Meinem akademischen Lehrer, Herrn Professor Dr. H. A. Müser, unter dessen Leitung diese Arbeit angefertigt wurde, möchte ich an dieser Stelle für die gewährte Hilfe recht herzlich danken.

Nicht zuletzt schulde ich Dank den Herren Privatdozent Dr. H. J. Queisser, Bell Telephone Laboratories, Murray Hill, New Jersey, U.S.A., Dr. R. Gereth, Shockley Research Laboratories, Palo Alto, California, U.S.A., und Diplomphysiker R. Fritz für zahlreiche Diskussionen, die zur Klärung vieler Probleme beigetragen haben.

Die mechanischen Teile der Apparatur wurden in unserer Instituts-
werkstatt sehr sorgfältig ausgeführt, wofür ich ihrem Leiter,
Herrn Mechanikermeister A. Meides, meinen Dank ausspreche.

8. LITERATURVERZEICHNIS

=====

- 1) R.A. Smith, Advances in Physics 2 (1953) 321-369
- 2) E. Bode and H. Levinstein, Phys. Rev. 96 (1954) 259
- 3) K. Gürs, Z. f. Physik 158 (1960) 533
- 4) R.P. Chasmar and E.H. Putley, Semiconducting Materials, S. 208, Conf. at the University of Reading 1951, Butterworths Scientific Publications, Ltd., London 1951
- 5) W.W. Scanlon, Sol. Stat. Physics, Vol. 9, New York and London, Academic Press 1951, S. 83
- 6) W. Dreybrodt, Diplomarbeit, Frankfurt 1963, unveröffentlicht
- 7) T.S. Moss, Optical Properties of Semiconductors, S. 181, Butterworths Scientific Publications, London 1959
- 8) A.F. Gibson, Proc. Phys. Soc., London B 63 (1950) 756
- 9) R.A. Smith, Physica 20 (1954) 910-929
- 10) W. Shockley, Electrons and Holes in Semiconductors, D. Van Nostrand Company, Inc., London 1951, S. 29
- 11) W. Shockley and G.L. Pearson, Phys. Rev. 74 (1948) 232
- 12) E. Schönherr, Diplomarbeit, Frankfurt 1963, unveröffentlicht
- 13) Kisaburo Shogenje and Susumu Uschiyama, J. Phys. Soc. of Japan, Vol. 12 (1957) 252
- 14) L. Genzel, Optik, Bd. 9 (1952) 143
- 15) L.J. Nesmelova, FTT, Vol. 5, Nr. 10 (1963) 3023
(Sov. Phys. - Sol. Stat., Vol. 5, Nr. 10 (1964) 2211)
- 16) A. Muth, Diplomarbeit, Frankfurt 1958, unveröffentlicht
- 17) K. Zückler, Z. f. Physik, 136 (1953) 40
- 18) J.N. Zemel, Semiconductor Surface Physics, University of Pennsylvania Press, Philadelphia 1957, S. 193
- 19) V.J. Lyashenko and N.S. Chernaya, FTT, Vol. 1, Nr. 7, 1959
(Sov. Phys. - Sol. Stat., Vol. 1, Nr. 7 (1960) 921)
- 20) G.H. Heilmeyer and L.A. Zanonì, J. Phys. Chem. Solids, Vol. 25 (1964) 603
- 21) H.A. Müser, A. Muth and H.J. Queisser, Physics Letters, Vol. 11, Nr. 4 (1964) 283

- 22) R.A. Smith, *Semiconducting Materials*, S. 198, Conf. at the University of Reading 1951, Butterworths Scientific Publications, Ltd., London 1951
- 23) S.J. Silverman and H. Levinstein, *Phys. Rev.* 94 (1954) 871
- 24) J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* 94 (1954) 1420
- 25) J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* 97 (1955) 641
- 26) J.L. Levy, *Phys. Rev.* 92 (1953) 215
- 27) Yoshimi Makino, *J. Phys. Soc. of Japan* 19 (1964) 580
- 28) Yoshimi Makino and Teruhiko Hoshina, *J. Phys. Soc. of Japan* 19 (1964) 1242
- 29) Hiroshi Edagawa u.a., *Japan J. Appl. Phys.* 2 (1963) 436
- 30) R.K. Mueller and R.L. Jacobson, *J. Appl. Phys.*, Vol. 35, Nr. 5 (1964) 1524
- 31) T.B. Watkins, *Progress in Semiconductors*, Vol. 5, S. 33-35 (Heywood & Co., Ltd., London 1960) (A.F. Gibson et al., ed.)
- 32) R.H. Kingston and A.L. McWhorter, *Phys. Rev.* 103 (1956) 534
- 33) S.R. Morrison, *Phys. Rev.* 102 (1956) 1298
- 34) G. Dorda, *phys. stat. sol.* 5 (1964) 107
- 35) S. Koc, *phys. stat. sol.* 2 (1962) 1304
- 36) V.J. Lyashenko and N.S. Chernaya, *FTT* 1 (1959) 878 (*Sov. Phys. - Sol. Stat.*, Vol. 1 (1960) 799)
- 37) B.A. Nesterenko et al., *FTT* 5, Nr. 11 (1963) 3199 (*Sov. Phys. - Sol. Stat.*, Vol. 5, Nr. 11 (1964) 2341)

L e b e n s l a u f

=====

Am 27. August 1924 wurde ich in Babenhausen (Hessen) als drittes Kind des Reichsbahn-Beamten Peter Muth und dessen Ehefrau Dorothea Muth, geborene Lautz, geboren. Die folgenden Daten waren in meinem bisherigen Lebenslauf wichtig:

Ostern 1930 - 1938	Besuch der Volksschule in Babenhausen (Hessen),
1.5.1938 - 27.8.1941	Verwaltungslehrling bei der Deutschen Reichsbahn,
27.8.1941 - 1.4.1942	Als Reichsbahn-Gehilfe im Verwaltungsdienst der Deutschen Reichsbahn tätig,
1.4.1942 - 27.6.1945	Soldat und Unteroffizier bei der Deutschen Luftwaffe, Bordfunkerlehrer an der Luftnachrichtenschule in Halle (Saale), amerikanische Kriegsgefangenschaft,
1.7.1945 - 11.2.1946	Als Aufsichtsbeamter im Betriebsdienst der Deutschen Bundesbahn tätig. Nebenbei private Vorbereitung auf das Abitur,
11.2.1946 - 19.9.1947	Besuch der Realgymnasialen Aufbauschule Darmstadt in Traisa,
19.9.1947	Reifeprüfung
3.11.1947 - 31.7.1948	Tätigkeit als Erziehungspraktikant in der Erziehungs- und Pflegeanstalt Hephata in Treysa Bez. Kassel,
2.11.1948 - 21.4.1950	Studium der Pädagogik am Pädagogischen Institut Darmstadt in Jugenheim/Bergstr.,
1.5.1950 - 23.7.1958	Studium der Physik an der Universität Frankfurt (Main), dazwischen
4.4.1953	Diplom - Vorprüfung für Physiker,
1.5.1954 - 31.7.1954	Wissenschaftliche Hilfskraft am Physikalischen Institut der Universität Frankfurt,
24.12.1954	Eheschließung mit Ingeburg Muth, geborene Schneider,
1.8.1954 - 31.8.1958	Wissenschaftlicher Assistent am Physikalischen Institut der Universität Frankfurt,
23.7.1958	Diplom - Hauptprüfung für Physiker,
1.9.1958 - jetzt	Verwalter einer wissenschaftlichen Assistentenstelle am Physikalischen Institut der Universität Frankfurt,
12.12.1960	Mein Sohn Karl Heinrich wird in Frankfurt geboren,
1963/1964	Anfertigung der vorliegenden Doktorarbeit im Physikalischen Institut der Universität Frankfurt.

